Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 38 (1965)

Heft: VII

Vereinsnachrichten: Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Genf, vom 24. und 25. September 1965

Autor: [s.n.]

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 15.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

© 1965 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft
Société Suisse de Physique – Società Fisica Svizzera
Nachdruck verboten – Tous droits réservés – Printed in Switzerland

Bericht über die Tagung der Schweizerischen Physikalischen Gesellschaft in Genf, vom 24. und 25. September 1965

im Rahmen der 145. Jahresversammlung
der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft

Präsident:	Prof. Dr. O. HUBER
Vizepräsident:	Prof. Dr. K. P. MEYER
Sekretär:	Prof. Dr. F. HEINRICH
Vorstandsmitglied:	Prof. Dr. E. BALDINGER

Geschäftlicher Teil

1. *Mitteilungen des Vorstandes*

Ein Vorschlag der S.N.G. zur Neugestaltung zukünftiger Herbsttagungen wird diskutiert und gutgeheissen. Danach sollen künftige Jahresversammlungen der S.N.G. einem enger begrenzten wissenschaftlichen Gebiete gewidmet werden.

Die Deutsche Physikalische Gesellschaft weist darauf hin, dass Schweizer Physiker an Tagungen unter den gleichen Bedingungen teilnehmen dürfen, die Mitgliedern der Deutschen Physikalischen Gesellschaft geboten werden.

Herr Dr. F. A. BAKER, Batelle, Genf ist als Vertreter der Schweiz in das Organisationskomitee für eine 1967 vermutlich in Leningrad stattfindende internationale Konferenz über «Physics of Electronic and Atomic Collisions» gewählt worden. Kommentare und Vorschläge von Personen in der Schweiz zu dieser Konferenz bitten wir, an Herrn Dr. BAKER weiterzuleiten.

Als ordentliche Mitglieder wurden aufgenommen: ANDEREGG, M. (Lausanne), BEELER, R., (Genf), BERTHIER, G. (Genf), BORIVOJE, B. (Neuchâtel), CLERC, D. (Baden), DÉVERIN, J.-A. (Cologny), DIRREN, H. (Zürich), DUVAL, E., (Genf), GAILLARD, M. (Zürich), GYGAY, F. (Zürich), JAGGI, M.-P., (Evilard), KNELLWOLF, T. (Neuchâtel), NEUKOMM, H.-R. (Küsnacht), OLIVIER, J.-C. (Meyrin), PFEIFER, W., (Aarau), WENGER, P. (Genf), WIDMER, H., (Biel).

2. *HPA-Redaktionskomitee*

Das HPA-Redaktionskomitee hat sich konstituiert und setzt sich wie folgt zusammen:

Präsident:	Prof. Dr. J. M. JAUCH (Genf)
Vizepräsident:	Prof. Dr. H. SCHNEIDER (Fribourg)
Mitglieder:	Prof. Dr. K. ALDER (Basel)
	Prof. Dr. E. BRUN (Zürich)
	Prof. Dr. W. KÄNZIG (Zürich)
	Prof. Dr. D. RIVIER (Lausanne)

Das neukonstituierte Komitee wird u. a. den an der Herbsttagung 1964 erteilten Auftrag, die Frage der verbilligten Abgabe der HPA an die Mitglieder der SPG zu studieren und diesbezügliche Vorschläge zu unterbreiten bearbeiten.

3. *Wahlen*

Durch Beschluss der Versammlung wird Herr Prof. Dr. H. OESCHGER, Bern, als Stellvertreter für den Abgeordneten der S.P.G. im Senat der S.N.G. und gleichzeitig als Abgeordneter in der Mitgliederversammlung der S.N.G. gewählt.

4. *Diverses*

Einer Einladung des Direktors des CERN, Herrn Prof. Dr. V. WEISSKOPF folgend, haben 50 Mitglieder der S.P.G. am Samstag, den 25. September 1965 an einer Besichtigung des CERN teilgenommen.

Wissenschaftlicher Teil

6 Beiträge aus dem Gebiet der angewandten Physik erscheinen in der «Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik» (ZAMP), *16*/6 1965, (im Druck).

Die Sitzungen wurden von folgenden Damen und Herren präsidiert: Frau Dr. I. ZSCHOKKE-GRÄNACHER, Basel; Herr Prof. Dr. E. BALDINGER, Basel; Herr Dr. W. LINDT, Fribourg; Herr Dr. K. A. MÜLLER, Rüschlikon.

Allgemeine und angewandte Physik

Excitation et propagation d'ondes de choc latérales dans les fils minces

par D. MAEDER, K. JAUCH et M. PETER
(Ecole de Physique, Université de Genève)

Lors du développement d'un nouveau système de lecture des chambres à étincelles[1]) l'un de nous a observé une forte dispersion de certains signaux parasitaires créés dans les fils magnétostrictifs. Le temps d'arrivée au récepteur des composantes de fréquence f se montrait relié aux emplacements d'entrée (ou de sortie) du courant électrique dans le fil par une loi de propagation du type $v \sim \sqrt{f}$ (fig. 1, traces A et B). Le fait que les étincelles incidentes aux fils produisaient ces effets à une intensité relativement plus forte (par rapport à l'onde longitudinale désirée) que l'excitation par un courant encerclant le fil (champ magnétique axial, fig. 1, trace C) a suggéré une interprétation en terme d'ondes latérales[2]). Vu l'intérêt que cet effet (parasitaire du point de vue de l'application[1])) peut présenter en lui-même du point de vue de la physique de l'état solide, nous avons considéré souhaitable une recherche commune afin d'élucider expérimentalement la nature de ces signaux.

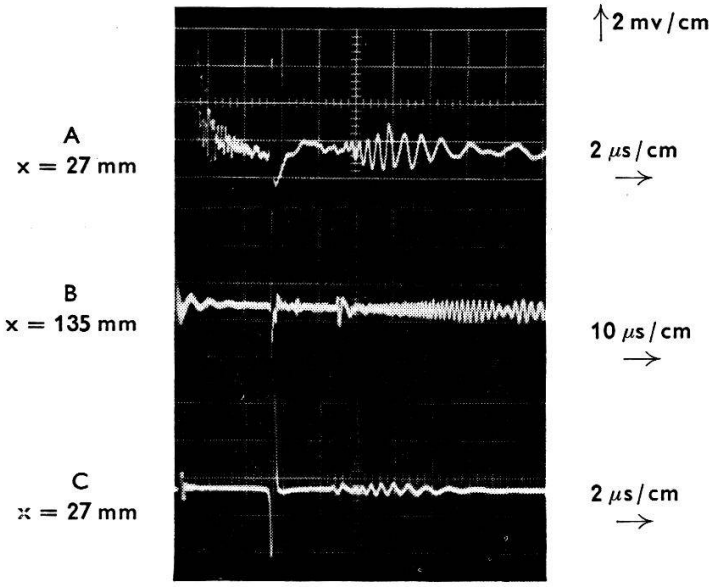


Fig. 1

Signaux détectés dans une bobine axiale (145 spires) sur un fil Vacoflux $^1/_2$ dur, ⌀ 0,2 mm (alliage Fe/Co).
A – Excitation par courant axial, 25 Amp × 0,1 μs
B – Même excitation, distance 5 × plus grande
C – Excitation par bobine axiale, 15 Amp-tours × 0,1 μs

Théoriquement, un fil de rayon r, densité ϱ, module de Young E, soumis à une tension P transmet une oscillation latérale (k ondulations sur 2π unités de longueur) à une vitesse de phase donnée par

$$v_{ph} = \omega/k = \sqrt{\frac{r^2 k^2 E}{4\varrho} + \frac{P}{\varrho}} \,. \tag{1}$$

En éliminant $k = \omega / v_{ph}$, on obtient

$$v_{ph} = \sqrt{\frac{P}{\varrho}} \sqrt{\frac{1}{2}\left[1 + \sqrt{1 + \Omega^2}\right]} \tag{2}$$

en fonction explicite de la fréquence réduite

$$\Omega \equiv \omega\, r \sqrt{E\, \varrho} / P = \omega\, r\, v_{\text{long}} / (v_{\text{corde}})^2 . \tag{3}$$

A la limite des ondes longues $\Omega \ll 1$, et

$$v_{ph} \to \sqrt{P/\varrho} = v_{\text{corde}} . \tag{2'}$$

Si nous choisissons au contraire $\Omega \gg 1$,

$$v_{ph} \approx \sqrt{\frac{1}{2}\, \omega\, r \sqrt{E/\varrho}} = \sqrt{\frac{1}{2}\, \omega\, r\, v_{\text{long}}} . \tag{2''}$$

où v_{long} représente la vitesse des ondes longitudinales ($\approx 5 \cdot 10^5$ cm/s pour les matériaux envisagés). Dans ce cas limite, la vitesse de groupe devient

$$v_{gr} \approx 2\, v_{ph} \approx \sqrt{2\, \omega\, r\, v_{\text{long}}} . \tag{4}$$

Ces expressions ne sont valables que si $r\, k < 1$.

Pour obtenir la Fig. 1, les réceptrices étaient des bobines axiales (145 spires, 80 μ Hy entre tôles, 7 Ω). Afin d'identifier les parasites en ondes latérales, nous avons:

a) démontré qu'un coude rectangulaire dans le fil donne origine à de tels signaux lors du passage d'une onde longitudinale.

b) utilisé des transducteurs spéciaux (ferrites en configuration quadrupolaire, combinaison des enroulements dans un sens ou le sens opposé pour intensifier ou supprimer les parasites) et observé la variation azimutale.

c) accentué certaines fréquences en appliquant, au lieu d'une seule impulsion courte ($\sim 0{,}1\ \mu$s), des trains d'impulsions (2 MHz ... 30 kHz).

d) étudié l'atténuation par un objet touchant le fil.

e) calculé la forme de l'onde, en fonction du temps, à différentes distances du lieu d'excitation[3]).

Les résultats confirment notre interprétation des parasites et nous donnent l'espoir de pouvoir les éliminer. Une publication plus détaillée paraîtra dans ZAMP.

Bibliographie

[1]) D. Maeder, Helv. phys. Acta *38*, 343 (1965); Arch. Sci. *18*, 220 (1965).

[2]) Rayleigh, *The Theory of Sound*, Vol. 1, Dover Pub., New York (1945): Sec. 160, 161, p. 255–257; Sec. 191, 192, p. 301–305.

[3]) P. M. Morse, *Vibration and Sound*, McGraw Hill, New York (1936), p. 115–116. La formule donnée pour γ^2 est en erreur d'un facteur $4\,\pi^2$.

Eine Methode zur genauen, lokalen Temperaturmessung

von C. Fröhlich
(Laboratorium für Festkörperphysik ETH, Zürich)

Zur Messung des Wärmewiderstandes einer Korngrenze wird für die Bestimmung des Temperaturgradienten längs der Probe eine örtlich hoch auflösende Temperaturmesseinrichtung benötigt. Um den Temperaturverlauf längs der Probe nicht zu stören, darf während der Messung kein Wärmestrom zwischen der Probe und der Messeinrichtung fliessen, das heisst es muss mit einer kompensierenden Nullmethode gemessen werden.

Für unsere Zwecke ist die Messung der Temperatur mit Thermoelementen genügend genau, da wir uns auf die Messung von Temperaturdifferenzen beschränken können. Die geometrische Auflösung jedoch ist durch die Dicke der Thermoelementdrähte auf einige Zehntel-Millimeter beschränkt, was unseren Anforderungen nicht genügt.

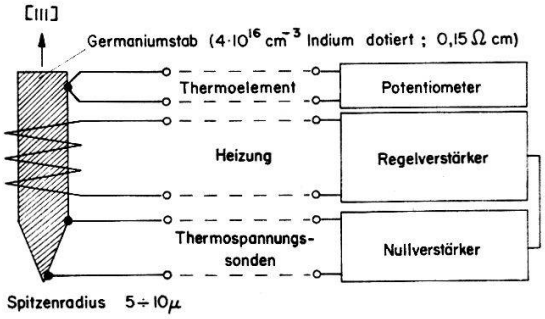


Fig. 1
Schematische Darstellung der Meßsonde

In Fig. 1 ist der prinzipielle Aufbau der Meßsonde dargestellt. Als Nullindikator wird ein Germaniumstab verwendet. Das eine Ende ist zugespitzt, und das andere trägt das Thermoelement zur Messung der Temperatur. Zwischen den Thermospannungssonden wird die Thermospannung des Germaniums, das heisst der Temperaturgradient längs der Spitze, gemessen. Die Heizung wird mit dem Regelsystem (Nullverstärker und Regelverstärker) automatisch so gesteuert, dass die Temperaturdifferenz immer null bleibt. So kann mit dem Thermoelement die Temperatur an der Spitze, bzw. die Temperatur der Oberfläche, welche die Spitze berührt, indirekt gemessen werden. Damit ist die Forderung erfüllt, dass kein Wärmeaustausch stattfindet, und die geometrische Auflösung wird durch den Spitzenradius der Germaniumspitze bestimmt. Spitzenradien von einigen μm sind ohne weiteres zu handhaben.

Germanium wurde aus folgenden Gründen gewählt: Es besitzt, speziell bei tiefen Temperaturen, eine sehr hohe Thermospannung. Ausserdem kann der spezifische Widerstand bei geeigneter Dotierung so gewählt werden, dass der Innenwiderstand der Spitze, d.h. der Widerstand zwischen den Thermospannungssonden, über den ganzen Temperaturbereich von 20 °K bis Zimmertemperatur die Eingangsimpedanz des Nullverstärkers (10 kΩ) nicht übersteigt. Das verwendete Material ist mit $4 \cdot 10^{16}$

Indiumatomen pro cm^3 dotiert. Der spezifische Widerstand beträgt 0,15 Ω cm bei Zimmertemperatur und 1,2 Ω cm bei 20 °K. Die absolute differentielle Thermospannung hat ein Maximum von 2 mV/°K bei 40 °K; bei Zimmertemperatur beträgt sie 655 μV/°K.

Um die ganze Messeinrichtung möglichst trägheitslos zu gestalten und um den Ausmassen der Wärmeleitungsprobe gerecht zu werden, muss die Meßsonde klein gehalten werden. Der Germaniumstab hat einen Durchmesser von 0,8 mm und eine Länge von 2 mm. Die Spitze wird elektrolytisch mit Wechselstrom in CP-4 geätzt. Wegen der kleinen Abmessungen war die Kontaktierung an der Spitze ein sehr heikles Problem. Es muss nämlich angestrebt werden, dass der Kontakt möglichst nahe am vorderen Ende der Spitze angebracht wird. Als Kontaktmaterial wird ein Golddraht von 7 μm Durchmesser verwendet, der mit einem Mikromanipulator an der richtigen Stelle angedrückt und mit einer Kondensatorentladung von etwa 1 mWs angeschweisst wird. Die elektrischen Eigenschaften eines so hergestellten Kontaktes sind gut; die Strom-Spannungs-Charakteristik ist bei niedrigen Spannungen im ganzen Temperaturbereich rein ohmisch. Zur Halterung ist die Germaniumspitze zusammen mit dem Thermoelement mit In-Sn-Eutektikum in einen Kupferblock (4 mm Durchmesser, 6 mm Länge) eingelötet, der zugleich die zweite Thermospannungssonde darstellt und die Heizung trägt.

Die Meßsonde, zusammen mit dem Regelkreis, erlaubt sehr rasche Messungen. Vom Moment an, wo die Meßsonde auf die zu messende Oberfläche aufgesetzt wird, dauert es weniger als 0,5 sec, bis das ganze System im Gleichgewicht ist und die Temperatur gemessen werden kann.

Détection des signaux de résonance magnétique nucléaire par enregistrement simultané de l'absorption et de la dispersion et applications aux très basses fréquences

par R. Séchéhaye et A. Erbeia

(Institut de Physique expérimentale de l'Université de Genève)

La mesure des constantes de relaxation spin-spin et spin-réseau des liquides, à partir des largeurs de raies des signaux de Résonance Magnétique Nucléaire en champ faible, nécessite, pour être précise, une stabilisation du champ statique. La méthode de détection et d'enregistrement, que nous allons exposer, permet de s'affranchir d'une telle stabilisation. Nous avons construit à cet effet et mis au point un appareil permettant la détection et l'enregistrement simultanés des signaux de dispersion et d'absorption, obtenus à partir de solutions paramagnétiques peu visqueuses.

I. Étude du dispositif et relations fondamentales

La tête de mesure utilisée a été construite selon la méthode de Bloch. Le champ magnétique statique H_0 est obtenu par superposition au champ magnétique terrestre d'un champ constant de 500 mG, avec une inhomogénie de 1 mG pour un volume de 5 litres. Le champ de radio-fréquence $H_x = 2\,H_1 \cos\omega\,t$, dont la fréquence égale à

4012 Hertz, stabilisée par quartz, est émis par une bobine dont l'axe fait un angle de 90° avec l'axe de la bobine de champ H_0.

Le champ de radio-fréquence $H_x = 2\,H_1 \cos\omega\, t$ fait apparaître par unité de volume une intensité d'aimantation en phase avec lui et égale à $2\,\chi'\,H_1 \cos\omega\, t$ et une intensité d'aimantation déphasée de 90° et égale à $2\,\chi''\,H_1 \sin\omega\, t$.

Les expressions de χ' et de χ'' sont les suivantes:

$$\chi' = \frac{1}{2}\,\gamma\, M_0\, T_2\, \frac{T_2(\omega_0-\omega)}{1+\gamma^2 H_1^2\, T_1\, T_2 + T_2^2\,(\omega_0-\omega)^2}$$

$$\chi'' = \frac{1}{2}\,\gamma\, M_0\, T_2\, \frac{1}{1+\gamma^2 H_1^2\, T_1\, T_2 + T_2^2\,(\omega_0-\omega)^2}\,.$$

M_0 est l'aimantation statique selon l'axe parallèle au champ H_0 qui apparaît lorsque l'échantillon est soumis à la seule action du champ magnétisant H_0, et auquel correspond la pulsation de Larmor $\omega_0 = \gamma\, H_0$.

γ est le rapport gyromagnétique du noyau.
T_1 est la constante de relaxation spin-réseau.
T_2 est la constante de relaxation spin-spin.
ω est la pulsation du champ de radio-fréquence appliqué.

La tension recueillie par une bobine de réception, dont l'axe est à 90° des deux précédents, est proportionnelle soit à χ', soit à χ'', suivant le réglage de phase du détecteur synchrone utilisé à la détection du signal. Nous avons en fait construit deux détecteurs couplés l'un à l'autre de façon à obtenir à la sortie du second un signal d'absorption pure, lorsque le signal recueilli à la sortie du premier est un signal de dispersion pure. L'emploi d'un enregistreur $X - Y$ nous a permis l'enregistrement simultané de signaux d'absorption et de dispersion. Nous avons ainsi vérifié expérimentalement que la relation liant χ' à χ'' est, dans le cas le plus général, de la forme:

$$\chi'^2 + (\chi''\, Z - a)^2 = a^2 \text{ avec } Z = \sqrt{1 + \gamma^2 H_1^2\, T_1\, T_2} \text{ et } a \text{ indépendant de } \chi' \text{ et } \chi''.$$

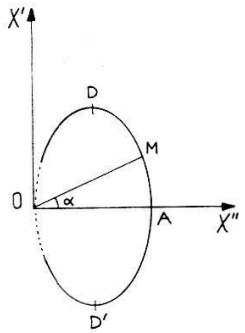
La courbe obtenue en enregistrant selon deux axes perpendiculaires des signaux de dispersion et d'absorption est une ellipse, dont l'ellipticité est égale à Z. L'enregistrement expérimental est semblable à la figure ci-jointe. Le point 0 correspond à un champ statique nul, les points D et D' aux maxima de la dispersion, le point A au maximum de l'absorption.

II. Propriétés des courbes enregistrées

A chaque point M de l'ellipse, correspond une valeur bien déterminée du champ magnétique statique. La stabilisation du champ n'est donc plus nécessaire car, si le champ statique varie en module, le stylet de l'enregistreur décrit une portion de l'ellipse, et les variations de l'angle α (voir figure) renseignent alors sur les variations du champ statique. La transformation de notre appareil en magnétomètre est donc possible.

L'ellipticité de la courbe enregistrée est fonction de l'amplitude du champ de radio-fréquence. En effet, la courbe donnant le carré de l'ellipticité en fonction du

carré de la demi-amplitude du champ H_x, $Z^2 = 1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2$ est une droite de pente égale à $\gamma^2 T_1 T_2$ et d'ordonnée à l'origine $+ 1$.



III. Intérêt de la méthode d'enregistrement et applications

Dans le cas, souvent rencontré dans les liquides peu visqueux, où $T_1 = T_2 = T$, la mesure directe de l'ellipticité nous fournit la valeur de T, puisque $Z^2 = 1 + \gamma^2 H_1^2 T^2$. Si les constantes de relaxation T_1 et T_2 sont différentes, la mesure de la pente de la droite $Z^2 = 1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2$ nous fournit la valeur du produit $T_1 T_2$. Une mesure de largeur de raie pour des amplitudes de champ radiofréquence élevées nous permet de connaître la valeur du rapport T_1/T_2, avec une bonne précision, l'erreur relative sur la largeur de raie étant alors faible. Connaissant $T_1 T_2$ et T_1/T_2, nous en tirons les valeurs de T_1 et T_2. Pour des raies très fines, la constante de temps des détecteurs pourra être grande, du même ordre que T_1 et T_2, ce qui permet d'augmenter le rapport Signal sur Bruit et de définir d'autant mieux l'ellipticité et par là même T_1 et T_2. Les mesures ne nécessitent donc pas de stabilisation de champ, c'est en cela que réside l'intérêt de la méthode.

Notre travail a été effectué au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Institut de Physique expérimentale de Genève, dirigé par le professeur G. J. Béné, que les auteurs tiennent à remercier pour les discussions et entretiens qu'ils eurent avec lui, relativement à l'interprétation des résultats expérimentaux.

Nous remercions également le Fonds National Suisse qui a subventionné cette recherche.

Präzisionsmessung stark inhomogener Magnetfelder mit Kernresonanz

von R. Balzer und D. Bharucha

(Laboratorium für Kernphysik ETH, Zürich)

Es wird gezeigt, dass mit Hilfe der NMR-Methode auch stark inhomogene Magnetfelder genau gemessen werden können, wenn das Feld rotationssymmetrisch ist und die Probenform dem jeweiligen Feldverlauf angepasst wird. Auf diese Weise erhält man mit bescheidenem Aufwand ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis, so dass sich bei scharfer Lokalisierung des Messortes Präzisionsmessungen bis zu Feldinhomogenitäten von 500 Gauss/cm durchführen lassen.

Eine ausführlichere Publikation erfolgt in Kürze.

Diffundierte Galliumarsenid-Feldeffekttransistoren

von H. R. Winteler und A. Steinemann
(Battelle Institut, Carouge-Genève)

Wir haben GaAs-Feldeffekttransistoren in Mesastruktur gebaut. Der Kanal ist n-leitend und muss, damit ein Feldeffekt zustande kommt, eine Dicke $d \leqq 1\,\mu$ und eine Ladungsträgerkonzentration $n \leqq 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$ haben. Als Donator wird S verwendet und in zwei Schritten in p-leitendes, Zn-dotiertes, einkristallines GaAs ($p \simeq 10^{17}\,\mathrm{cm}^{-3}$) diffundiert. Die Steuerung des Transistors erfolgt über die Raumladungszone des zwischen Kanal und Grundmaterial liegenden $p - n$ Überganges.

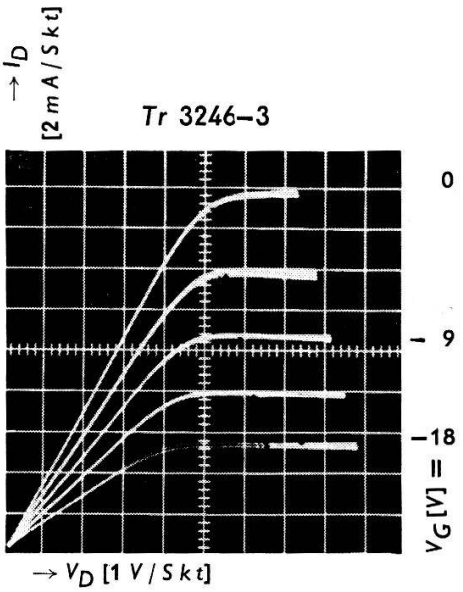


Fig. 1
Charakteristik eines GaAs-Feldeffekttransistors

I_D = Strom zwischen Source und Drain
V_D = Spannung zwischen Source und Drain
V_G = Steuerspannung zwischen Source und Gate als Kurvenparameter

Die Charakteristik eines solchen Feldeffekttransistors ist in Fig. 1 gezeigt. Typische Werte der Steilheit liegen um wenige mA/V bei einem Eingangswiderstand um 100 MΩ und einer Eingangskapazität von ca. 1 pF.

Eine detaillierte Arbeit wird in der ZAMP erscheinen.

Festkörperphysik

The Dielectric Constant of Liquid Metals

by J. S. Helman and W. Baltensperger
(Institut für Theoretische Physik, ETH, Zürich)

Optical and Hall effect experiments in liquid metals show that the free electron approximation is approximately satisfied. The number of free electrons per atom is within a few percent equal to the valence of the metal. On this basis we calculate the dielectric constant of a liquid metal in the Born approximation using the temperature Green functions technique. The dynamical structure of the liquid metal is introduced in the calculation through the empirical dynamical structure factor of Van Hove. In the static approximation, which is justified in the temperature range of molten metals, the dielectric constant becomes, for $\omega \gg \xi$ and $\omega \ll \xi$,

$$\varepsilon = 1 - (4\,\pi\, e^2\, N/m\, \omega^2)\, (1 - \mu + i\, \xi/\omega)^{-1}$$

where μ and ξ are integrals involving the static structure factor and the effective electron-ion interaction potential (pseudopotential). μ is a slowly varying function of ω and much smaller than one. For frequencies, for which $\hbar\,\omega$ is small compared to the fermi energy ε_F, ξ is independent of ω and can be interpreted as a relaxation frequency. Thus we arrive at an expression analogous to the classical Drude formula. In the frequency region $\hbar\,\omega \gtrsim \varepsilon_F$, ξ becomes a function of ω and our formula differs from Drude's. Some numerical calculations were made for liquid Sodium.

Die gleichzeitige Wirkung von Ultraschall und elektrischem Feld auf die Leitungselektronen in festen Körpern*)

von Rudolf Klein und Walther Rehwald
(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

Die Boltzmann-Gleichung für die Verteilungsfunktion der Elektronen bei Anwesenheit von Ultraschall und eines statischen elektrischen Feldes wurde gelöst, um ein einheitliches Bild der verschiedenen Effekte zu erhalten, die aus der kombinierten Wirkung der beiden äusseren Störungen resultieren. Die Nachwirkung des Elektronensystems wird durch die Summe mehrerer Gleich- und Wechselstromdichten beschrieben. Insbesondere wird gezeigt, welche Anteile der Verteilungsfunktion für die Ultraschall-Absorption bzw. -Verstärkung und für den akustoelektrischen Effekt mit bzw. ohne äusseres elektrisches Gleichfeld verantwortlich sind. Es zeigt sich, dass die

*) Eine ausführliche Darstellung erscheint demnächst.

Weinreich-Relation zwischen dem Absorptionskoeffizienten des Ultraschalls und dem akustoelektrischen Feld bis auf kleine Korrekturen auf Grund der Stossmitführung gilt. Diese Korrekturen sind proportional der Abweichung von der Raumladungsneutralität. Die Grössenordnung und damit die Beobachtbarkeit des akustoelektrischen Feldes und der akustischen Widerstandsänderung hängt von zwei frequenzabhängigen Quotienten ab, die den relativen Einfluss der Deformationspotentialkraft bzw. der Stossmitführung gegenüber dem selbstkonsistenten Feld beschreiben. Während bei Metallen das selbstkonsistente Feld in allen Fällen von entscheidender Bedeutung ist, bestimmt in Halbleitern bei tiefen Temperaturen und Schallfrequenzen im GHz-Gebiet die Deformationspotential-Wechselwirkung die Grösse der Effekte. Es wird darauf hingewiesen, dass auf diese Weise eine direkte Messung des dilatorischen Deformationspotentials möglich sein sollte.

Restauration de la résistivité électrique de l'Argent pur écroui à 20 °C

par R. C. Fornerod

(Laboratoire de Genie atomique de l'Ecole Polytechnique, Lausanne)

Des mesures de résistivité électrique effectuées sur de l'Argent pur (99,99%), écroui (19%) par tréfilage à température ambiante, ont révélé deux stades de restauration entre 20°C et 400°C:

- le premier, situé vers 50 °C, est très faible;
- le second, situé vers 160 °C, est subdivisé en deux sous-stades, dont le premier est caractérisé par une énergie d'activation unique de 1,34 $\pm$ 0,10 eV.

Ces résultats ne confirment pas entièrement ceux que donne la littérature. [(Ramsteiner, Schüle, Seeger, Phys. Stat. Sol. *2*, 1005 (1962); Kamel et Attia, Acta Met. *9*, 1047 (1961).]

Chaleurs spécifiques aux basses températures dans des alliages très dilués de nickel

par R. Ehrat und D. Rivier

(Laboratoire de Physique, Université de Lausanne)

Nous supposons, comme il est généralement admis, que la chaleur spécifique d'un métal à basse température se compose de la somme de deux termes

$$C_V \cong C_p = \gamma\, T + \beta\, T^3$$

le terme linéaire décrivant la contribution électronique, le terme cubique, la contribution du réseau à la chaleur spécifique, avec

$$\gamma = \frac{\pi^2}{3}\, k^2\, N(E\,0) \quad \text{et} \quad \beta = \frac{12\,\pi^4}{5}\,\frac{R}{\theta^3}\,.$$

$N(E\,0)$ = densité des états d'énergie à la surface de Fermi

θ = température de Debye

Il est possible de déterminer les constantes γ et β, à partir des valeurs expérimentales de la chaleur spécifique, dans un diagramme où l'on reporte $(C\,p/T)$ en fonction de (T^2), γ apparaissant comme l'ordonnée à l'origine, β comme la pente de la droite ainsi obtenue.

Des mesures d'effet Hall effectuées au Laboratoire de Physique de l'Université de Lausanne sur des échantillons de Ni contenant du Fe et du Cu, ont montré une variation très grande de la constante de Hall avec la concentration d'impuretés, lorsque celle-ci est très faible. Il a paru dès lors intéressant de mettre si possible en évidence, sur des échantillons de même concentration, une variation éventuelle de la constante γ, due aux impuretés.

A cet effet, nous avons préparé 3 échantillons avec matrice de nickel: Ni pur, Ni-1 at. % Fe et Ni-1 at. % Cu, en vouant un soin particulier aux opérations métallurgiques d'homogénéisation, que nous mentionnons brièvement:

1. Fusion et coulage de l'échantillon sous vide de 10^{-4} mmHg, cela afin de réaliser un gradient contrôlé de solidification.
2. Corroyage à température initiale de 1000 °C consistant en une déformation par compression longitudinale de 50%, et de deux déformations latérales perpendiculaires de 10% environ.
3. Recuit sous vide de 10^{-5} mmHg, pendant 45 heures, à la température de 1000 °C.

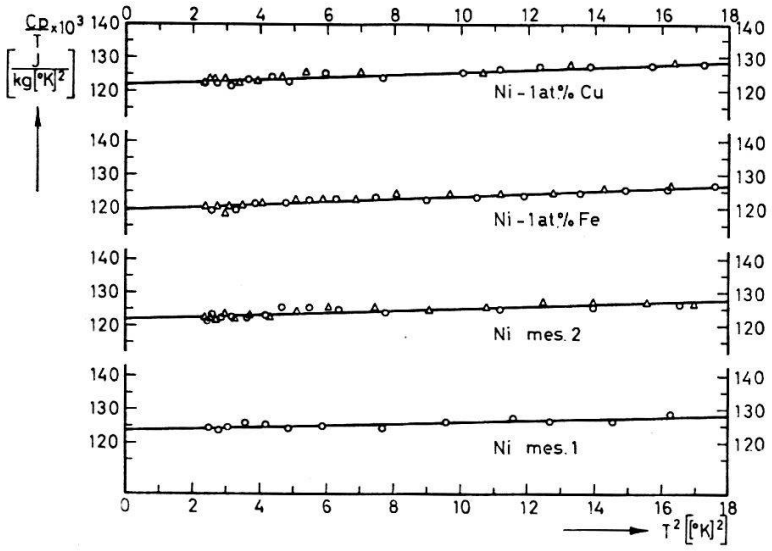


Fig. 1

Chaleurs spécifiques du nickel pur et d'alliages dilués de fer de cuivre dans le nickel

La chaleur spécifique a été déterminée entre 1,5 °K et 4,15 °K au moyen d'un calorimètre utilisant le gaz d'hélium comme contact thermique entre l'échantillon et le bain d'hélium liquide.

La température des échantillons a été mesurée au moyen d'un thermomètre à résistance de carbone Allen-Bradley, obéissant assez bien à la relation empirique de Clement entre la résistance et la température:

$$X + Y \log R + \frac{Z}{\log R} = \frac{1}{T}.$$

Ce thermomètre a été étalonné par comparaison avec un thermomètre à résistance de germanium, reproductible avec la température, de la firme Texas Instruments, lequel avait été préalablement étalonné sur la base de la table T 58 des pressions de vapeur du bain d'hélium en fonction de la température. Les calculs ont été effectués au moyen de la machine électronique IBM de l'EPUL.

	Ni mes.1	Ni mes.2	Ni-1at%Fe	Ni-1at%Cu
γ exp. $\left[\frac{\text{millijoules}}{(°K)^2\,\text{mole}}\right]$	7,26±0,03	7,16 ± 0,02	7,01 ± 0,02	7,16 ± 0,02
θexp. [°K]	501 ± 25	469 ± 16	435 ± 11	448 ± 12

Littérature:

Ni pur (Ech.)	γ $\left[\frac{\text{millijoules}}{(°K)^2\,\text{mole}}\right]$	θ [°K]
Keesom et Klark 1935	7,3 ± 0,2	413 ± 15
Rayne et Kemp 1956	7,02 ± 0,06	441 ± 15
Walling et Bunn 1959	6,70 ± 0,05	348 ± 15

Fig. 2

Valeurs expérimentales des constantes γ et θ

Réunis dans les figures 1 et 2 avec quelques valeurs expérimentales tirées de la littérature pour le nickel pur à titre de comparaison, les résultats montrent clairement une diminution de γ provoquée par les impuretés de fer, de 2% environ, alors qu'aucune variation due au cuivre n'est décelable. Dans les deux cas cependant, il est possible de conclure à une diminution de la température de Debye avec les impuretés, bien que les différences se situent au voisinage de la limite du pouvoir séparateur de l'appareillage. Les incertitudes mentionnées résultent directement de la méthode des moindres carrés utilisée par la détermination de la droite moyenne; elles n'incluent pas les erreurs systématiques que nous estimons reproductibles dans toutes les mesures et inférieures à 1%, sauf pour la mesure N° 1 du Ni, où le dispositif expérimental devait être amélioré.

Inelastische Streuung polarisierter Neutronen durch Spinwellen in Nickel

von A. Furrer, T. Schneider und W. Hälg
(Institut für Nukleartechnik der ETH Zürich)

Eine Publikation dieser Mitteilung erscheint demnächst.

Schwingungen niederer Frequenz in KH_2PO_4

von T. Schneider und E. Truninger
(Institut für Nukleartechnik der ETH Zürich)

Mittels eines Drehkristallspektrometers wurde das Energiespektrum der durch polykristallines KH_2PO_4 inelastisch gestreuten Neutronen gemessen. Innerhalb der Messgenauigkeit konnte im Energiebereich 0–200 cm^{-1} kein Unterschied zwischen dem ober- und unterhalb der Curietemperatur gemessenen Frequenzspektrum nachgewiesen werden. Die bei 30 ± 2; 48 ± 3; 57 ± 3; 70 ± 3; 100 ± 4; 116 ± 4; 157 ± 4 und 172 ± 4 cm^{-1} auftretenden optischen Äste entsprechen Schwingungen an denen die Protonen beteiligt sind.

Zum Druckeffekt supraleitender Übergangsmetalle

von E. Bucher und J. Muller
(Institut de Physique Expérimentale, Université de Genève)

J. L. Olsen und C. Palmy
(Institut für kalorische Apparate und Kältetechnik, ETH, Zürich)

Es wurde die Abhängigkeit der kritischen Sprungtemperatur T_c der Supraleiter Os, Mo und Ru im Druckbereich von 0–23000 Atm untersucht. Die Ergebnisse werden im Hinblick auf den möglichen Zusammenhang mit dem partiellen und teilweise fehlenden Isotopeneffekt dieser Elemente diskutiert.

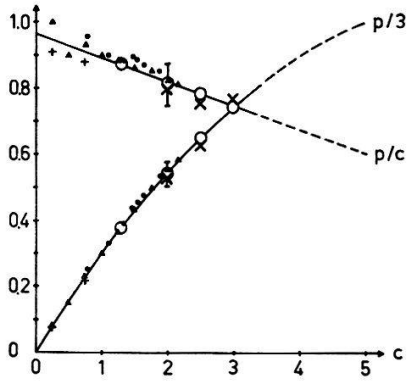
Substitutionsfehlordnung im Mischkristallsystem der Yttrium-Gallium-Eisen-Granate

von P. Fischer, W. Hälg und E. Stoll
(Institut für Nukleartechnik der ETH Zürich)

B. Lüthi und A. Segmüller
(IBM-Forschungslaboratorium, Rüschlikon)

Die Granate $Y_3Ga_cFe_{5-c}O_{12}$ bilden ein ideales System zum Studium des statistischen Ferrimagneten[1]). Zum Vergleich von Experiment und Theorie ist die Kenntnis der Verteilung der Galliumionen auf den tetraedrischen (*d*) und oktaedrischen (*a*) Gitterplätzen als Funktion der Galliumkonzentration nötig. Diese Verteilung bestimmten wir sowohl aus Röntgen- als auch mittels Neutronendiffraktionsmessungen. Die untersuchten polykristallinen Proben wurden durch Sinterung bei 1370 °C aus den stöchiometrisch eingewogenen, kommerziell erhältlichen Oxydpulvern synthetisch hergestellt. Aus den integrierten, kohärenten Intensitäten der Neutronen- und Röntgendiffraktogramme ermittelten wir die Strukturparameter nach der Methode

der kleinsten Quadrate durch Anpassung des Granatstrukturmodelles[2]) an die experimentellen Intensitäten, gewogen mit den Varianzen. In Tabelle 1 sind die wichtigsten Ergebnisse zusammengestellt (Gitterkonstante a, Galliumverteilungsparameter p, Sauerstoffparameter x, y, z, Debye-Waller-Konstante B und R-Faktor). Bemerkenswert ist die gute Übereinstimmung der Resultate aus den Röntgen- und Neutronenbeugungsmessungen. Aus den Neutronenintensitäten konnten auch die Sauerstoffparameter und die Streulängen von Yttrium und Gallium: $b_Y = (0{,}752 \pm 0{,}005) \cdot 10^{-12}$ cm und $b_{Ga} = (0{,}72 \pm 0{,}01) \cdot 10^{-12}$ cm bestimmt werden. Die Galliumverteilung ist anschaulicher aus Figur 1 zu ersehen. Die Ga^{3+}-Ionen bevorzugen Tetraederplätze, wie man es qualitativ auf Grund des gegenüber Fe^{3+} kleineren Ionenradiuses erwarten würde. Die Bevorzugung nimmt im Verhältnis zum gesamten Galliumgehalt etwa linear mit wachsender Konzentration ab. Die



Galliumverteilung von $Y_3Ga_cFe_{5-c}O_{12}$-Granaten, c = totale Anzahl Ga^{3+}-Ionen pro Formeleinheit, p = Gallium auf Tetraederplätzen ($p_{(d)} + q_{(a)} = c$), ○ = Neutronenbeugung, × = Röntgendiffraktion, + = Magnetisierungsmessungen von GILLEO et al.[3]), ● = Magnetisierungsmessungen von LÜTHI et al.[1]), ▲ = Kernresonanz- und Magnetisierungsmessungen von STREEVER et al.[4]).

Tabelle 1

Kristallparameter nach Röntgen (X)- und Neutronendiffraktionsmessungen (n) von $Y_3(Ga_pFe_{3-p})_d(Ga_qFe_{2-q})_a\,O_{12}$-Granaten

T [°C]	a [Å] [20 °C]	$p+q = c$	$p(X)$	$p(n)$	$x(n) \cdot 10^2$
200	12.361	1.3	–	1.13 ± 0.13	−2.79 ± 0.04
20	12.343	2.0	1.60 ± 0.05	1.62 ± 0.13	−2.77 ± 0.03
20	12.333	2.5	1.87 ± 0.06	1.96 ± 0.17	−2.78 ± 0.03
20	12.321	3.0	2.30 ± 0.04	2.23 ± 0.26	−2.73 ± 0.05

T [°C]	$y(n) \cdot 10^2$	$z(n) \cdot 10^2$	$B(X)$ [Å^{-2}]	$B(n)$ [Å^{-2}]	$R(X) \cdot 10^2$	$R(n) \cdot 10^2$
200	5.67 ± 0.04	15.11 ± 0.04	–	0.8 ± 0.1	–	2.6
20	5.71 ± 0.02	15.05 ± 0.03	0.56 ± 0.07	0.2 ± 0.08	5.4	1.4
20	5.65 ± 0.04	15.03 ± 0.04	0.66 ± 0.08	0.5 ± 0.1	6.2	2.3
20	5.56 ± 0.04	15.10 ± 0.05	0.54 ± 0.06	0.7 ± 0.2	5.9	2.7

Resultate der Beugungsmessungen stimmen offensichtlich relativ gut mit denjenigen der Magnetisierungsuntersuchungen[1][3][4]) und der Kernresonanz[4]) überein, doch lässt sich ein endgültiges Urteil erst an Hand genauer Magnetisierungsmessungen bei höheren Galliumkonzentrationen fällen.

Hinsichtlich der magnetischen Strukturen kann aus den Neutronenintensitäten qualitativ gesagt werden, dass bis zum Galliumgehalt $c = 2{,}5$ keine Abweichungen vom Néel-Modell festgestellt wurden. Eine ausführliche Publikation ist in Vorbereitung.

Literatur

[1]) B. Lüthi und T. Henningsen, Proc. Int. Conf. on Magnetism, Nottingham (1964), 668.
[2]) S. Geller und M. A. Gilleo, J. Phys. Chem. Solids *3*, 30 (1957).
[3]) M. A. Gilleo und S. Geller, Phys. Rev. [1] *110*, 73 (1958).
[4]) R. L. Streever und G. A. Uriano, Phys. Rev. [1 A] *139*, A 310 (1965).

Die elektronische Struktur des O_2^--Zentrums in Alkalihalogeniden

von H. R. Zeller und W. Känzig
(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Mit Hilfe der Elektronenspinresonanz haben wir die Hyperfeinstruktur des (O^{16}–O^{17})- und des (O^{17}–O^{17})-Molekülions in KCl, KBr und KI untersucht und verglichen mit der Hyperfeinstruktur, welche man auf Grund des Modells von Känzig und Cohen (Phys. Rev. Letters *3*, 509 (1959).) erwarten würde. Setzt man in den Hamiltonoperator der Hyperfeinwechselwirkung die $\langle 1/r^3 \rangle$-Werte ein, die für den $^3P_2$-Zustand des atomaren O^{17} gemessen wurden (C. S. M. Harvey, Proc. Roy. Soc. *A 285*, 581 (1965)) und für die Kristallfeldaufspaltung die durch Analyse des g-Faktors des O_2^--Zentrums gewonnenen Werte, so stimmt der so berechnete anisotrope Teil der Hyperfeinwechselwirkung mit den experimentellen Werten auf wenige % genau überein.

Luminescence du CsI doté en impuretés divalentes (Ca^{2+}, Sr^{2+}, Mn^{2+})

par M. Aegerter, R. Heubi et D. Ecklin
(Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel)

On a purifié des cristaux de CsI par fonte zonale dans une nacelle en Quartz, scellée sous atmosphère d'iode ou d'argon. Des cristaux purifiés ont été ensuite dotés soit en Ca^{2+}, Sr^{2+}, ou Mn^{2+} par diffusion à haute température de CaI_2, SrI_2 ou MnI_2. Les concentrations des impuretés des cristaux examinés ont été déterminées par spectrométrie d'absorption dans une flamme.

Par excitation β la composante luminescente (4300 Å) observée sur des cristaux contenant environ 30 ppm d'impuretés divalentes, disparaît dans les cristaux purs et

est fortement intensifiée dans les cristaux dotés, en confirmation des premiers résultats déjà obtenus (M. AEGERTER, A. HOFFMANN et J. ROSSEL, Helv. phys. Acta *37*, 667 (1964)). Une modification des «glow curves» de thermoluminescence est aussi observée. La lumière émise dans les principaux pics se trouve également à 4300 Å. De plus après irradiation à 77 °K par une source β, il est possible de stimuler la composante UV (3500 Å) par excitation à 7600 Å et 10000 Å.

Une discussion de ces phénomènes nouveaux sera présentée.

Un compte-rendu détaillé de ce travail paraître prochainement dans les «Reports of the Internat. Symposium on Luminescence, Munich sept. 1965».

Dispersion der Phononen, Elektron-Phonon-Wechselwirkung und interatomares Potential in Na, Al, Pb und Cu

von T. SCHNEIDER und E. STOLL

(Institut für Nukleartechnik der ETH Zürich)

Eine ausführliche Arbeit ist in Vorbereitung.

Ausrichtung von Defektelektronen-Zentren in KCl durch mechanische Spannungen

von K. BACHMANN und W. KÄNZIG

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Wir haben H-Zentren bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs mit mechanischen Spannungen ausgerichtet. Diese Ausrichtung wurde durch Messung des auftretenden Dichroismus in der UV-Bande des H-Zentrums verfolgt. Über etwa 10 °K lassen sich die Zentren leicht ausrichten, darunter frieren sie ein. Die Kopplung der H-Zentren an das Gitter wurde bestimmt. Für einachsige Spannung längs [100] ist sie etwa 4mal grösser als für das verwandte O_2^--Zentrum. (W. KÄNZIG, J. Phys. Chem. Solids *23*, 479 (1962)).

Erste Resultate zeigen, dass sich auch ein weiteres Zentrum, das V_1-Zentrum, mit mechanischen Spannungen ausrichten lässt. Damit kann man die Symmetrie des V_1-Zentrums bestimmen. Unsere Resultate sind in Übereinstimmung mit einer [110]-Symmetrie und verwerfen eine [111]-Symmetrie.

Struktur eines neuen Farbzentrums in Ammoniumhalogeniden

von L. VANNOTTI und W. KÄNZIG

(Laboratorium für Festkörperphysik, ETH, Zürich)

Durch Röntgenbestrahlung von Ammoniumhalogenidkristallen unterhalb 180 °K entsteht ein neues Defektelektronenzentrum. Seine Struktur wurde mit Hilfe der

Elektronenspinresonanz untersucht in NH_4Cl, ND_4Cl und NH_4Br. Hyperfeinstruktur und g-Tensor zeigen, dass [111] eine Symmetrieachse ist. Die Hyperfeinwechselwirkungen sind stark anisotrop und rühren von allen drei Atomsorten der Verbindungen her. Das Farbzentrum hat in NH_4Cl und ND_4Cl eine Tieftemperatur- und eine Hochtemperaturform, die bei Variation der Temperatur reversibel ineinander übergehen.

Das wahrscheinlichste Modell für die Tieftemperaturform ist ein $(NH_3)^+Cl^-$ Radikal (bzw. $(ND_3)^+Cl^-$ und $(NH_3)^+Br^-$). Die Hyperfeinstruktur der Hochtemperaturform deutet auf ein $(NH_3)^+Cl_4^{4-}$ Radikal hin. Die Umwandlung des Zentrums lässt sich erklären durch die Annahme, dass die 3-Protonen von $(NH_3)^+$ sich auf die vier Tetrahederplätze verteilen, die dem ungestörten Gitter entsprechen.

Les indices de réfraction dans le GaS et le GaSe

par J. L. Brebner et J.-A. Déverin
(Cyanamid European Research Institute, Cologny/Genève)

D'après les groupes de symétrie des composés GaS et GaSe qui ont une structure en couches[1]), on peut affirmer qu'ils sont uniaxes et que les lamelles présentent toujours l'axe optique c normal à la surface. Nous avons étudié la variation de l'indice ordinaire et de la biréfringence du GaS et du GaSe en fonction de la longueur d'onde à 300 °K.

Les mesures du coefficient de réflexion complexe $\hat{r}_s$ ont été effectuées à un angle d'incidence non normal de la lumière polarisée perpendiculairement au plan d'incidence, c'est-à-dire avec le vecteur électrique vibrant entièrement dans le plan des couches et donc normal à l'axe c. La relation entre $\hat{r}_s$ et l'indice de réfraction ordinaire $\hat{n}_0$ est donnée par la formule de Drude[2]):

$$\hat{r}_s = \frac{\hat{\alpha}^{1/2} \cos\psi - (1 - \hat{\alpha} \sin^2\psi)^{1/2}}{\hat{\alpha}^{1/2} \cos\psi + (1 - \hat{\alpha} \sin^2\psi)^{1/2}}$$

où $\hat{\alpha} = 1/\hat{n}_0^2$ et ψ est l'angle d'incidence. On peut écrire $\hat{n}_0 = n_0 - i\, k_0$ et l'indice extraordinaire $\hat{n}_e = n_e - i\, k_e$ où n_0 et n_e sont les parties réelles et k_0, k_e sont les coefficients d'extinction. Même dans la région absorbante le coefficient d'absorption est tel que l'indice de réfraction peut être considéré comme réel, donc $\hat{r}_s$ l'est aussi. Les valeurs de r_s dépendent beaucoup de l'état de surface, aussi les échantillons étaient-ils clivés avant chaque mesure. Pour déterminer la biréfringence, nous avons utilisé un microscope polarisant. En lumière convergente on obtient la figure caractéristique des cristaux uniaxes, avec axe normal à la surface, formée d'une croix et de cercles concentriques d'où on peut tirer la biréfringence Δ par la formule[3])

$$\Delta = f^2\, n_0^2\, \frac{p}{R_p^2}\, \frac{\lambda}{t}$$

où t est l'épaisseur du cristal, λ la longueur d'onde, R_p le rayon de l'anneau d'ordre p et f^2 une constante de l'appareil déterminée par étalonnage avec une substance connue. Nous avons déterminé le signe de Δ à l'aide d'une lamme quart-d'onde et avons observé que Δ est négative.

Les résultats ont été rapportés dans les figures suivantes en fonction de la longueur d'onde λ pour le visible et le proche infra-rouge. Pour le GaS (fig. 1), nous n'avons pu détecter l'influence de la ligne excitonique, ni dans la courbe de n_0, ni dans celle de n_e, ce qui n'est pas surprenant puisqu'elle n'est pas visible à 300 °K dans les mesures de transmission. L'augmentation de n_0 et n_e vers les faibles longueurs d'onde est une conséquence de l'augmentation des coefficients d'extinction k_0 et k_e déjà observée[4]). Dans le GaSe (fig. 2), nous avons observé un comportement semblable pour n_0. En

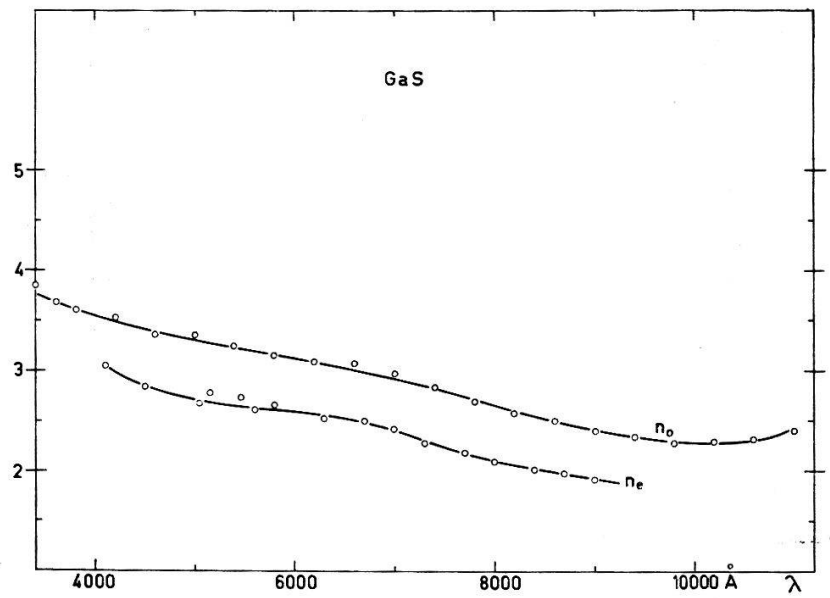


Fig. 1

Variation de n_0 et de n_e en fonction de la longueur d'onde dans le GaS

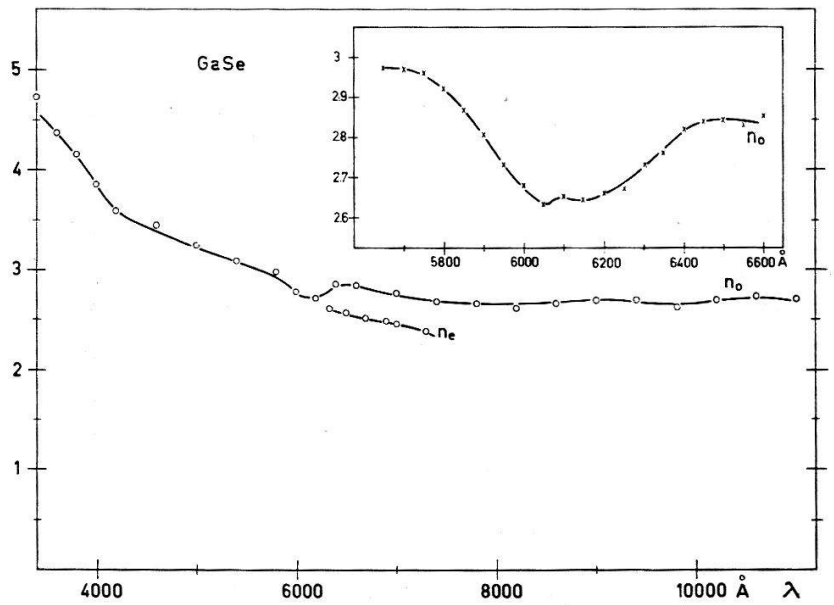


Fig. 2

Variation de n_0 et n_e en fonction de la longueur d'onde dans le GaSe. L'influence de la ligne excitonique est visible à 6100 Å dans la courbe de détail.

outre, nous avons pu mettre en évidence une ligne à 6100 Å dans la courbe n_0 ; cette ligne, déjà détectée en transmission à 6170 Å par BREBNER et FISCHER[5]), est due à une transition excitonique. Dans la ligne, n_0 semble varier en accord avec la théorie de la dispersion anormale due à un phénomène de résonance. A cause de l'absorption, nous n'avons pas pu mesurer la biréfringence dans la ligne, cependant, il semblerait que n_e ne présente pas de variations aussi importantes pour ces longueurs d'onde. Dans le GaS et le GaSe, la biréfringence diminue vers les faibles longueurs d'onde d'une façon prévisible puisque k_e est plus grand que k_0 dans cette région[4]). En négligeant l'anisotropie de la polarisabilité des atomes, on peut dire que n_e est inférieur à n_0 parce que la densité de charge rencontrée par le vecteur électrique vibrant dans les couches – faisant donc intervenir n_0 – est plus grande que lorsque ce vecteur est parallèle à l'axe c.

Bibliographie

1) Z. S. BASINSKI, D. B. DOVE et E. MOOSER, Helv. phys. Acta *34*, 5 (1961).
2) A. B. WINTERBOTTOM, DKNVS Skrifter 1 (1955).
3) B. L. EVANS et P. A. YOUNG, Proc. Roy. Soc. 284 A, 402 (1965).
4) J. L. BREBNER, J. Phys. Chem. Solids *25*, 1427 (1964).
5) J. L. BREBNER et G. FISCHER, Report of the International Conference on the Physics of Semiconductors, Exeter (1962).

Ausheilung von Gitterstörstellen in Si-Einkristallen

von E. BALDINGER, I. GRÄNACHER und CH. WALLISER

(Institut für angewandte Physik der Universität Basel)

Eine ausführliche Arbeit erscheint später.

Photoleitung in $CdGa_2S_4$*)

von H. KIESS

(Laboratories RCA Ltd., Zürich)

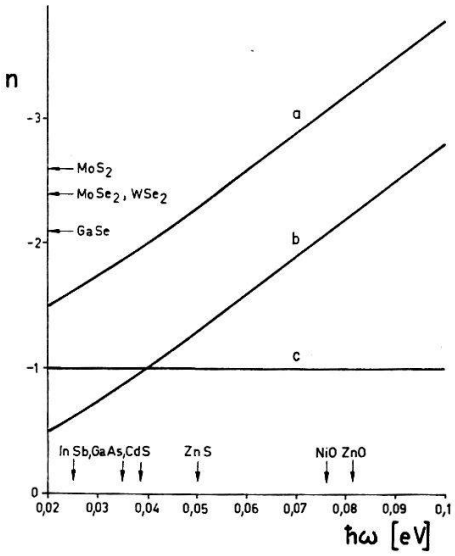
$CdGa_2S_4$ ist ein Photoleiter, der vorwiegend im ultravioletten Spektralgebiet empfindlich ist. Es wurden Messungen der spektralen Abhängigkeit, der Photostrom-Bestrahlungsstärke-Charakteristik und des Anklingens des Photostromes durchgeführt. Dabei wurde bei Bestrahlung mit Licht, dessen Wellenlänge innerhalb des Fundamentalabsorptionsgebietes des Kristalls liegt, eine Anomalie des Anklingens des Photostromes beobachtet: Die Strom-Zeit-Kurve steigt bei Einschalten des Lichts sehr steil an, durchläuft ein Maximum und ein Minimum und geht dann in einen relativ langsamen S-förmigen Anstieg über. Auf Grund der experimentell gefundenen Korrelation dieser Anomalie mit der Supralinearität des Photostromes wird ein reaktionskinetisches Modell vorgeschlagen, das qualitativ das Verhalten dieses Photoleiters erklärt.

*) Eine ausführliche Darstellung erscheint demnächst.

Die Ladungsträgerbeweglichkeit in Halbleitern mit Schichtstruktur

von R. Fivaz und E. Mooser
(Cyanamid European Research Institute, Cologny, Genf)

Der experimentelle Nachweis der von R. Fivaz[1][2]) vorgeschlagenen Wechselwirkung zwischen den Ladungsträger und nicht-polaren optischen Phononen in halbleitenden Schichtstrukturen ist von grundsätzlicher Bedeutung. Gelingt es nämlich, diesen Nachweis zu erbringen, so ergibt sich daraus, dass die Beschreibung einer Schichtstruktur als lose geschichteter Stapel molekular dünner Filme zulässig ist. Eine solche Beschreibung aber führt auf nicht-triviale Abweichungen der elektronischen Eigenschaften von Schichtstrukturen gegenüber denjenigen von isotropen und quasi-isotropen Medien. Da die hier zu diskutierende Temperaturabhängigkeit der Ladungsträgerbeweglichkeiten in monokristallinem GaSe, MoS_2, $MoSe_2$ und WSe_2 in eindeutiger Weise auf die Existenz der erwähnten Wechselwirkung schliessen lässt, folgt also sofort, dass diese halbleitenden Schichtstrukturen für den Festkörperphysiker ein bisher zwar vernachlässigtes, aber deshalb nicht weniger interessantes Arbeitsobjekt darstellen.



Der Exponent in $\mu \sim (T/T_0)^n$ als Funktion von $\hbar\omega$ für Wechselwirkung mit a) nichtpolaren optischen, b) polaren und c) akustischen Phononen

Für die durch die Wechselwirkung zwischen Ladungsträger und nichtpolaren optischen Phononen in halbleitenden Schichtstrukturen bestimmte Abhängigkeit der Beweglichkeit μ von der Temperatur T findet man[2]):

$$\mu \sim e^{\hbar\omega/kT} - 1$$

wo $\hbar\omega$ das durch die Wechselwirkung mit den Ladungsträgern gekoppelte Phonon darstellt. Demgegenüber gilt beim Vorherrschen einer Wechselwirkung mit akustischen Phononen

$$\mu \sim T^{-1};$$

wobei sich der ungewohnte Exponent -1 aus der für Schichtstrukturen gültigen Zustandschichte $D(E) \approx$ const. ergibt. Schliesslich gilt bei Wechselwirkung mit polaren Phononen

$$\mu \sim k\,T\,(e^{\hbar\,\omega/k\,T} - 1)\,.$$

Stellt man in der üblichen Weise diese Zusammenhänge dar als

$$\ln \mu = F(\ln T)\,,$$

so findet man schwach gekrümmte Kurven, deren Steigungen n als Funktionen von $h\,\omega$ bei $T_0 = 300\,°\mathrm{T}$ in Fig. 1 aufgetragen sind. In der Umgebung von T_0 darf man deshalb schreiben

$$\mu \sim \left(\frac{T}{T_0}\right)^n,$$

wobei sich die Abhängigkeit von μ vom Streumechanismus allein im Exponenten n auswirkt. Zwischen 300 °K und 600 °K entspricht der experimentell aus Widerstand und Halleffekt gefundene Temperaturverlauf von μ tatsächlich in all den untersuchten Verbindungen diesen Erwartungen.

Die gemessenen n-Werte sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Gehen wir mit diesen Werten in Fig. 1 ein, so sieht man sofort, dass die gemessene Temperaturabhängigkeit von μ in keinem Fall durch die Wechselwirkung mit akustischen Phononen gedeutet werden kann. Aber auch die Wechselwirkung mit polaren Phononen muss als Beweglichkeit-bestimmender Faktor ausgeschlossen werden: wie in Fig. 1 angedeutet,

Tabelle 1

Verbindung	Ladungsträger	n	μ (300 °K) cm²/Vsec
GaSe	Elektronen	– 2,1	250
	Löcher	– 2,1	50
MoS_2	Elektronen	– 2,6	100
$MoSe_2$	Elektronen	– 2,4	100
WSe_2	Elektronen	– 2,4	100

treten nämlich nur in Verbindungen mit leichten Komponenten (z. B. in Oxiden) polare Phononen genügender Energie auf, um die gefundenen n-Werte zu erklären. Man kann daher schliessen, dass nur die von Fivaz vorgeschlagene Wechselwirkung für die experimentellen Ergebnisse verantwortlich gemacht werden kann und man darf beifügen, dass das Zurücktreten der polaren hinter die nichtpolare Wechselwirkung in Schichtstrukturen den Erwartungen entspricht: Schichtstrukturen sind nur in schwach polaren Substanzen stabil.

Literatur

[1]) R. Fivaz und E. Mooser, Phys. Rev. 136 A, 833 (1964).
[2]) R. Fivaz, Helv. phys. Acta *38*, 655 (1965).

Über die Eigenschaften von Wismut-Modifikationen

von R. Jaggi
(IBM Zürich Forschungslaboratorium, Rüschlikon ZH)

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst.

Transport de charges dans les structures en couches

par R. Fivaz
(Cyanamid European Research Institute, Cologny/Genève)

Les structures en couches consistent en un empilement lâche de couches planes dans lesquelles les atomes sont fortement liés. Les atomes du cristal s'entourent ainsi de distributions de charge extrêmement asymétriques, puisque leur mode de liaison passe, suivant la direction, du type covalence entre atomes d'une même couche au type van der Waals entre atomes de couches adjacentes. Cette non-équivalence des directions de l'espace dans les structures en couches constitue le caractère de nature fondamentale qui les distingue des autres solides, même anisotropes, et qui donne lieu à des propriétés spécifiques concernant notamment le transport des charges.

Il est possible de rendre compte de ces propriétés en séparant les variables spatiales dans la représentation des états du porteur dans le cristal, par exemple:

$$|n(r)> = |n_x(x, y) \cdot n_z(z)> ,$$

où $n(r)$ est la fonction de Wannier associée à la cellule n, x et y les variables dans le plan des couches, et z la variable selon la normale à ce plan.

Pour ce qui concerne les propriétés de transport où les transitions interbandes jouent un rôle négligeable, on peut montrer que cette représentation reste valable au premier ordre du résidu non séparable du potentiel effectif des porteurs.

Cette séparation permet de décrire différemment les mouvements parallèles aux couches ou normaux à celles-ci: les premiers bénéficient d'énergies de recouvrement élevées autorisant une approximation de masse effective, tandis que les transferts entre couches relèvent d'une approche de type tight binding, puisque l'interaction mutuelle est très faible en raison des liaisons van der Waals. Les porteurs tendent en conséquence à se comporter dans le cristal en couches comme des particules mobiles dans un empilement de couches indépendantes.

A la limite, les porteurs se trouvent donc confinés dans les puits de potentiel portés par les atomes des couches. Or, la mécanique quantique élémentaire enseigne qu'une particule localisée dans un puits exerce des forces expansives tendant à écarter les parois du puits pour Y diminuer la densité d'énergie. Comme les couches sont en réalité déformables, en largeur notamment, par distorsion élastique du réseau cristallin, le jeu de ces forces de nature quantique donne lieu à une interaction porteur-réseau imputable à la structure même du solide en couches. Cette interaction spécifique est dominante par rapport à celles liées à d'autres déformations du réseau puisqu'elle

fait intervenir les plus hauts gradients de potentiel disponibles. Elle engendre donc des processus de relaxation spécifiques et identifiables dans des mesures de conductibilité en fonction de la température.

Ces processus font intervenir l'absorption et l'émission des phonons optiques (non polaires) de polarisation normale aux couches qui décrivent l'épaisseur apparente des couches. D'après l'équation de Bolzmann, ils limitent la mobilité intrinsèque des porteurs libres mesurée parallèlement aux couches à la valeur

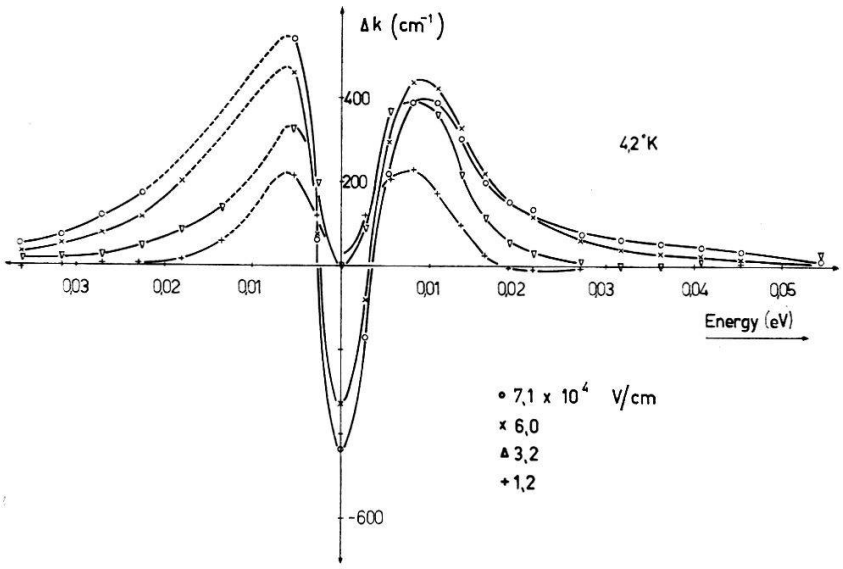
$$\mu = \frac{e}{m_x \omega} \frac{e^{\hbar \omega / k T} - 1}{4 \pi g^2} \qquad \left(g^2 < \frac{1}{2}\right)$$

où e et m_x sont la charge et la résistance des porteurs à l'accélération parallèlement au plan des couches, ω est la pulsation des vibrations optiques et g^2 une constante de couplage mesurant le nombre de quanta virtuels couplés à la particule. Ce résultat est comparé avec l'expérience dans la communication suivante.

Electroabsorption in GaSe

by J. L. Brebner and E. Mooser
(Cyanamid European Research Institute, Cologny, Geneva)

GaSe exhibits a relatively strong exciton absorption line in the neighbourhood of the absorption edge which is particularly pronounced at low temperatures[1][2][3]. We report here on preliminary measurements on the absorption in this line in the presence of an electric field.



The change in absorption coefficient ΔK at 4.2 °K as a function of energy measured from the line centre for different fields along the c-axis. The absorption edge lies on the right hand side of the figure.

For many cases it is a good approximation to consider the properties of layer structures such as GaSe as being determined by those of the individual layers[4][5][6].

Experimental evidence from photoconductivity measurements indicates that the excitons are able to move along the layers and are therefore delocalised in at least two dimensions. We suppose them to be confined within individual layers i.e. they are localised in the third dimension. This constraint requires a departure from spherical symmetry of the exciton wavefunctions which is particularly marked for excited states where the mean electron-hole separation is greater than the thickness of a layer. For large separations, these states follow a term series of the form $E - R/(n + 1/2)^2$ instead of the more usual $E - R/n^2$.

There has been speculation as to the existence of an exciton formed from a hole and an electron moving in adjoining layers under the influence of their respective fields[7]). Such an exciton would have a dipole moment parallel to c-axis which is given by the product of the electronic charge and the interlayer separation and would interact with an electric field along this direction. In a field of 5×10^4 V/cm*) the corresponding exciton absorption line should show a splitting of $1/\varepsilon \times 4 \times 10^{-3}$ eV where ε is the static dielectric constant along the c axis.

We have measured the change in absorption ΔK due to the presence of electric fields parallel to the c-axis of crystals illuminated at normal incidence with unpolarised light propagating along the c-axis. Fields of up to 8×10^4 V/cm were applied at 77 °K and 4.2 °K using transparent gold electrodes. However, measurements of breakdown voltages suggest that locally the field strength was up to ten times the nominal value. The instrumental resolution was 2×10^{-3} eV. Figure 1 shows the characteristic variation of ΔK as a function of energy, measured from the line centre for various fields.

From the results thus obtained we have established that in the presence of an electric field 1) the position of the line centre remains unchanged 2) there is no evidence of any splitting 3) the line is considerably broadened. Furthermore, we observed that $\int \Delta K \, dE \neq 0$ over the line. However, the presence of the intrinsic absorption edge close to the line and the unknown change in this absorption in the presence of an electric field makes the determination of the line shape extremely inaccurate and we cannot draw any firm conclusions from this inequality. We interpret the line broadening as being due to a decrease in the exciton lifetime τ. Our measurements indicate that typically the lifetime, defined by $\tau = \hbar/2\Delta E_{1/2}$, is of the order of 5×10^{-10} sec in zero field and is reduced by a factor of two in a field of 5×10^4 V/cm. This reduction is thought to be due either to field ionisation of the exciton, or, since there is a small current flow under the conditions of the experiment, impact ionisation.

References

1) E. F. Gross, B. V. Novikov, B. S. Razbirin, L. G. Suslina, Optics and Spectroscopy *6*, 364 (1959).
2) J. L. Brebner, G. Fischer, Proc. Int. Conf. Semiconductors, Exeter 1962, p. 760.
3) S. Nikitine, R. Nitsche, M. Sieskind, J. Vogt, J. Chim. Phys. *60*, 667 (1963).
4) J. L. Brebner, Helv. phys. Acta *37*, 589 (1964).
5) J. L. Brebner, J. Phys. Chem. Solids *25*, 1427 (1964).
6) R. Fivaz, E. Mooser, Phys. Rev. *136A*, 833 (1964).
7) G. Fischer, Helv. phys. Acta *36*, 317 (1963).

*) All fields quoted are found by dividing the voltage applied to the sample electrodes by the sample thickness.

Détermination optique de l'Angle de Hall dans les Superconducteurs de Type I à l'Etat Intermédiaire

par F. HAENSSLER et L. RINDERER
(Laboratoire de Physique de l'Université, Lausanne)

L'effet de dérive récemment observé (F. HAENSSLER et L. RINDERER, Phys. Letters *16*, 29 (1965)) dans le mouvement des tubes de flux à travers des échantillons très purs d'indium et d'étain peut être attribué à l'existence d'un angle de Hall considérable dans de tels échantillons, et l'angle de dérive est précisément égal à l'angle de Hall. Il a été possible d'observer cet angle de Hall dans une plaque d'indium très pur traversée par un courant électrique et soumise simultanément à un champ magnétique perpendiculaire. Les domaines de l'état intermédiaire, rendus visibles par la méthode des poudres superconductrices, s'alignent le long des équipotentielles du champ électrique (F. HAENSSLER et L. RINDERER, Phys. Acta *23*, 505 (1960)), et l'angle de Hall peut ainsi être mesuré optiquement.

Kernphysik

Production de pions par des protons de 600 MeV sur des noyaux

par E. HEER, M. MARTIN, BOYMONT, LEVRAT, REVILLARD (Université de Genève); MICHAELIS, SERRE, SKAREK (CERN, Genève); W. HIRT (Inst. für Hochenergiephysik, ETH, Zürich); B. T. WRIGHT (UCLA)

Des mesures ont été effectuées sur la production de pions chargés dans des collisions proton-noyau en utilisant le faisceau extrait de protons du SC du CERN. Les pions ont été identifiés par une méthode de temps de vol et d'analyse magnétique. L'énergie des protons incidents était de 600 MeV. La section efficace de production a été mesurée pour une série d'éléments entre l'hydrogène et le plomb, pour des énergies de pions de 50 à 350 MeV et à plusieurs angles d'émission.

On exposera le principe de l'expérience et présentera des résultats préliminaires.

Processus $Be^8 \rightarrow 2\ He^4$ dans l'évaporation nucléaire

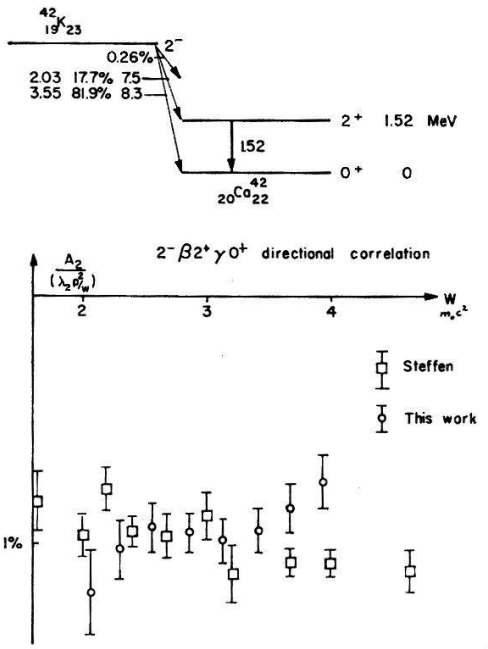
par C. METZGER, J. DAETWYLER, B. BOSKOVIC et E. JEANNET
(Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel)

Un article paraîtra prochainement dans Helv. Phys. Acta.

$\beta - \gamma$ directional correlation in the decay of 42-K

by R. Hess and F. Gassmann
(Laboratory for High Energy Physics, ETH, Zurich)

The $2^-\beta\, 2^+\gamma\, 0^+$ directional correlation in the decay of 42-K to 42-Ca was first investigated by Steffen[1]), who found a small beta-energy dependence of the reduced anisotropy coefficient. However, better accuracy is always wanted for the interpretation, as a $2^-\beta\, 2^+$ first-forbidden transition involves five parameters (nuclear matrix elements). For this reason, we have repeated the measurement.



The energy dependence of the directional correlation was measured in a KCl source of about 5 mg/cm² (evaporated on Al backing – 0,5 mg/cm² –), with a fast-slow coincidences set-up. To reduce the 38-Cl activity, the measurement began ten hours after the neutron irradiation. The energy of the beta-particles was analysed in a 4×100-channel pulse-height analyser, using a fast linear gate. The analyser was calibrated in energy with the conversion lines of 207-Bi. Corrections were made for finite angular resolution of both detectors, chance coincidences and scattering in the source and in the air. The lay-out was checked by the measurement of the $0^-\beta\, 2^+\gamma\, 0^+$ directional correlation in the decay of 144-Pr to 144-Nd[3]) (we have here also made corrections for internal Bremsstrahlung-gamma contribution). The directional correlation for a first-forbidden beta-transition has the form

$$\Omega(W_\beta, \theta) = 1 + A_2(W_\beta) \cdot P_2(\cos\theta)$$

where W_β is the energy of the beta-ray. We deduced the value of $A_2(W_\beta) = (\lambda_2\, p^2/W_\beta) \cdot A_2^*(W_\beta)$ from the measurement of the coincidence rate at $\theta = 90°$ and

$\theta = 180°$. The reduced anisotropy $A_2^*(W_\beta)$ is given on the figure. The agreement with the results of STEFFEN[1]) is satisfactory, however in our measurement $A_2^*(W_\beta)$ does not diminish with increasing β-energy.

References

[1]) R. M. STEFFEN, Phys. Rev. *123*, 1787 (1961).
[2]) T. KOTANI, Phys. Rev. *114*, 795 (1959).
[3]) R. HESS, P. LIPNIK, J. W. SUNIER, Phys. Letters *5*, 327 (1963).

Zerfallsschema von ^{192}Ir

von L. SCHELLENBERG
(Physikalisches Institut der Universität Fribourg)

Das Zerfallsschema des ^{192}Ir wurde mit unserem doppeltfokusierenden Eisenspektrometer untersucht. Die gute Lichtstärke des Spektrometers erlaubte die Bestimmung von schwachen Übergängen. Aus den Messungen mit interner und externer Konversion wurden die relativen Linienintensitäten und die α_K Konversionskoeffizienten relativ zum reinen E2 Übergang von 612 keV bestimmt, sowie die internen Konversionsverhältnisse K/L und L_{I+II}.

Eine ausführliche Arbeit erscheint demnächst in der HPA.

Cible de protons polarisés destinée à des expériences de physique nucléaire

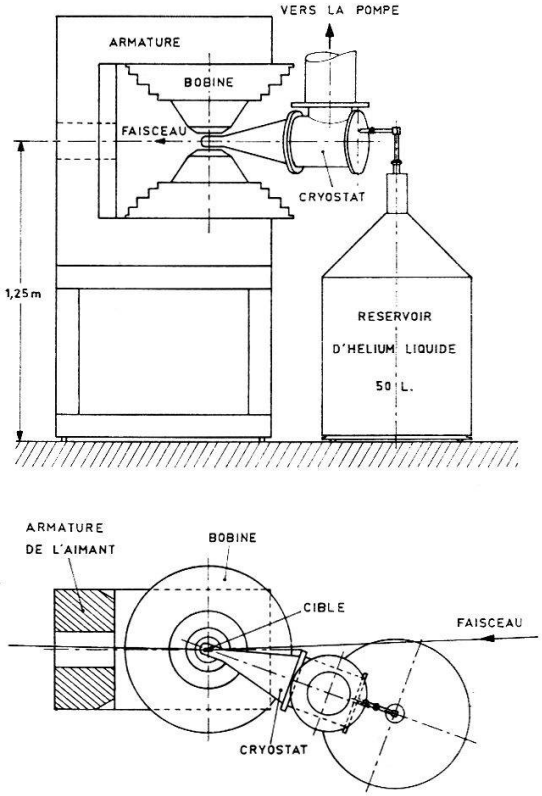
par M. BORGHINI, P. ROUBEAU et CH. RYTER
(Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, B.P. n° 2, Gif s/Yvette (S & O), France)

Une cible de protons polarisés a été construite au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay et installée au Centre Européen de Recherches Nucléaires à Genève où elle fonctionne dans des expériences de physique nucléaire.

La cible proprement dite est constituée d'un monocristal de nitrate double de lanthane et de magnésium, $3\,[Mg(NO_3)_2]\cdot 2\,[La(NO_3)_2]\cdot 24\,H_2O$, contenant 1% de néodyme, d'un volume de 5 cm³. La polarisation des protons de l'eau de cristallisation est obtenue par une méthode dynamique, dite de «l'effet solide»[1])[2]). Le cristal étant placé à la température de 1,1 °K dans un champ magnétique de 18500 gauss, la polarisation des ions Nd^{3+} (avec leur facteur de Landé $g_\perp = 2{,}7$) est de 92%. En appliquant un champ de radiofréquence d'environ 70 000 Mc/s (longueur d'onde 4 mm), il est possible d'amener la polarisation nucléaire $P_n = \langle I_z \rangle / I$ à une valeur voisine de celle des électrons, et d'en choisir le signe. L'appareillage est représenté schématiquement dans la figure 1.

L'électro-aimant*) produit le champ magnétique nécessaire, d'axe vertical. Les pièces polaires sont profilées de façon à assurer une homogénéité supérieure à 10^{-4}

*) Spécialement étudié et réalisé au CERN.



Représentation schématique de la cible de protons polarisés montrant la disposition de l'électro-aimant à axe vertical, du cryostat à alimentation continue et du réservoir d'hélium liquide

dans tout le volume de la cible. Les bobines et les pôles ont une forme conique permettant le plus grand dégagement possible dans les directions radiales.

Le cryostat est à axe horizontal; la petite quantité d'hélium liquide qui baigne la cible est constamment renouvelée à partir d'un réservoir auquel le système est relié par une courte canalisation. Un groupe de pompage débitant 3500 m^3/h entretient une pression de vapeur d'hélium de 0,3 mm, correspondant à une température de 1,1 °K, avec une puissance dissipée par le champ de radiofréquence de 1 watt. La consommation d'hélium liquide est de 40 à 50 litres par jour.

La polarisation des protons est mesurée en 10 millisecondes toutes les 2 à 10 secondes par résonance magnétique nucléaire. Elle est affichée sous forme digitale et enregistrée avec son signe sur diagramme horaire. Sa valeur dépend de la quantité des cristaux utilisés et varie entre 65 et 80%.

Références

[1]) A. Abragam et W. Proctor, Compt. Rend. *246*, 2253 (1958).
[2]) Voir par exemple: A. Abragam et M. Borghini, Progress in low temperature physics, *IV* (1964) (North Holland, Amsterdam).

Influence de la hauteur de source sur la résolution et la luminosité d'un spectromètre β à double focalisation

par G. Mauron et L. Schellenberg
(Institut de Physique de l'Université de Fribourg)

Ce travail sera publié prochainement dans HPA.

Chambres à étincelles modulaires

par A. Gautschi, E. Heer et J. F. Renevey
(Laboratoire de Physique Nucléaire Expérimentale, Université de Genève)

Pour le développement de notre programme de recherches dans le domaine de la diffusion nucléon-nucléon*), nous avons conçu et réalisé un polarimètre à protons constitué par des chambres à étincelles.

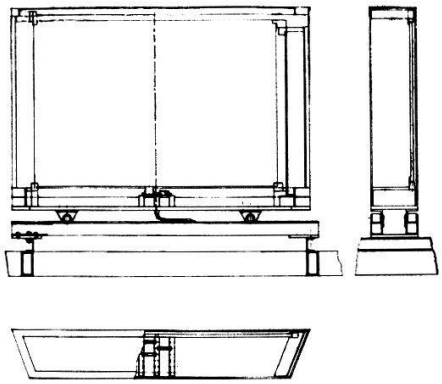
Pour la réalisation de ces chambres, nous nous sommes imposés certaines conditions, en particulier:

a) simplicité de construction,

b) symétrie par rapport à l'axe du polarimètre,

c) possibilité de s'approcher au maximum du faisceau non-diffusé,

d) faces optiques permettant de faire des photos stéréoscopiques à 90°.



Nous avons ainsi construit des chambres modulaires de la manière suivante:

Le module est constitué tout d'abord (cf. figure):

a) d'une plaque de base trapézoïdale en aluminium soudé portant les prises de THT et de masse, les supports des plaques ainsi que les galets qui permettent de glisser le module une fois assemblé à son emplacement dans le polarimètre.
La forme trapézoïdale est imposées par les conditions c et d.

b) d'un couvercle (ou chapeau) en profils d'aluminium soudés recouverts de Melinex pour les faces optiques et d'Aclar pour les autres faces.

Le volume sensible du module, très peu inférieur au volume total, est composé de plaques de matériaux différents suivant la fonction assignée au module considéré; ainsi les chambres qui doivent servir à déterminer les angles de diffusion sont faites de cadres d'acier sur lesquels sont tendues des feuilles d'aluminium mince (0,01 mm). La chambre d'analyse est constituée de plaques de graphite tandis que les chambres de parcours ont des plaques soit d'aluminium soit de cuivre ou de laiton suivant l'énergie à laquelle on travaille.

---

*) Travail subventionné par le F.N.S.R.S.

L'assemblage des modules se fait pour tous de la manière suivante:

Chaque plaque, dont les bords sont recouverts d'«Electrical Tape», est fixée individuellement par les quatre angles à l'aide de supports en plexiglas et téflon. Symétriquement par rapport à l'axe vertical de chaque plaque est fixée une languette de contact, languette qui est insérée dans une simple fiche pour circuit imprimé à 6 contacts. Ces fiches sont les unes à la masse, les autres reçoivent l'impulsion de THT venant de l'éclateur.

Lorsque toutes les plaques d'un module sont en place, on met le couvercle. Le joint entre celui-ci et la base est fait evec de l'«Electrical Tape». Cela assure une excellente étanchéité.

Le dispositif de déclenchement des chambres est consitué par un déclencheur classique à tubes EFP 60 et thyratron qui fournit une impulsion de 6 kV avec un temps de montée de $\sim$ 30 ns le temps de transit étant de 100 ns; et d'un éclateur fonctionnant sous pression d'azote (0,4 atu). Cet éclateur a également été étudié et réalisé par nos soins; il réunit les avantages de plusieurs modèles déjà existants mais nous avons ajouté, afin d'améliorer ses performances, une bague d'Am^{241}, émetteur alpha autour de l'électrode d'amorçage. L'ionisation ainsi produite au voisinage de cette électrode facilite le déclenchement de l'éclateur. La position de cette baque a été choisie de manière à éviter toute évaporation de l'Am^{241} et les mesures faites sur des éclateurs ayant fonctionné plus de 10^6 fois n'ont pas fait apparaître une quelconque contamination de la région des électrodes. Les impulsions à la sortie des éclateurs ont les caractéristiques suivantes: temps de montée $<$ 10 ns, temps de transit 30 ns pour des impulsions de 10 kV d'amplitude. Le décalage entre les impulsions ne dépasse pas 5 ns.

De nombreux essais ont été faits avec l'ensemble de l'appareillage décrit ci-dessus, en travaillant avec les rayons cosmiques et des protons. L'efficacité par interplaque des chambres à étincelles a été étudié en fonction de plusieurs gaz: A, He, Hénogal (He + Ne) ainsi qu'un mélange He + A. C'est avec les trois derniers gas ou mélanges que nous avons obtenu les meilleurs résultats: 98%.

Nous avons également fait dans les mêmes conditions une étude rapide de la variation de l'efficacité en fonction de l'humidité relative à l'intérieur du module. Il apparaît à première vue que, entre 15 et 45% d'humidité relative, l'efficacité ne soit pas affectée.

Un circuit de discrimination $\gamma - n$

par A. Henchoz et C. Joseph *)

(Laboratoire de Physique Nucléaire de l'Université de Lausanne)

La réponse lumineuse de la solution scintillante NE 213, $I = A\, e^{-t/\tau_1} + B\, e^{-t/\tau_2}$ ($\tau_1 \cong 2{,}5$ ns., $\tau_2 \cong 150$ ns.), est caractérisée par un rapport B/A dépendant de la nature de la particule ionisante. Il vaut, d'après nos estimations, 1,4% environ pour des protons et 0,7% pour des électrons. Le dispositif électronique décrit ci-dessous exploite cette particularité pour distinguer la détection d'un neutron de celle d'un γ.

*) Ce travail a été effectué dans le cadre d'un programme de recherches financé par le Fonds National.

L'impulsion de courant d'anode d'un photomultiplicateur 56 AVP est comparée dans un amplificateur différentiel (fig. 1) à une fraction, d'amplitude C, de l'inverse du signal spectrométrique dont la constante de temps RC est choisie égale à τ_2. Lorsque $0{,}7\% < C/A < 1{,}4\%$, les γ donnent un signal négatif à la sortie de l'amplificateur tandis que les impulsions correspondant aux neutrons restent constamment positives. Une porte définit la durée de la comparaison (200 ns.); elle transmet le signal amplifié au discriminateur qui délivre l'impulsion d'identification des γ. (voir fig. 3). L'amplification différentielle est réalisée par un montage cascode dont la grille et la cathode de la triode inférieure sont utilisées comme entrées (fig. 2). Ce dispositif présente les avantages d'une grande bande passante, d'un faible bruit et surtout supporte sans inconvénient les grandes impulsions d'anode (jusqu'à 30 V).

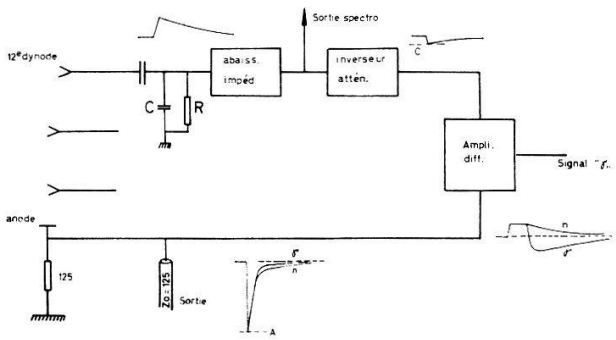


Fig. 1
Diagramme fonctionnel

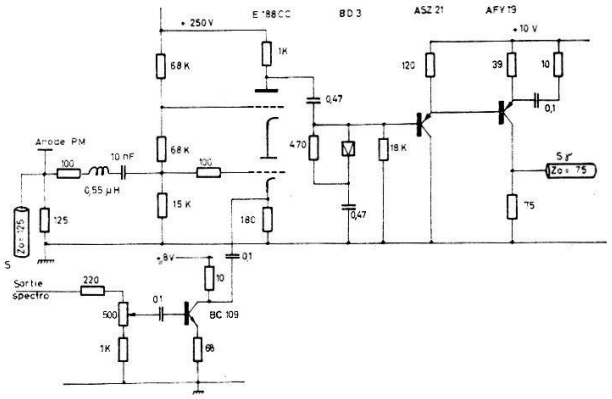


Fig. 2
Réalisation électronique

Les essais du dispositif ont été effectués (fig. 3) avec un scintillateur cylindrique $\varnothing\ 2'' \times 2''$:

a) Efficacité γ: le rapport ε_γ du nombre d'impulsions d'identification N_γ au nombre d'impulsions spectrométriques N_{tot} mesure l'efficacité globale. Avec un seuil de 170 keV, équivalent à 500 keV de proton, on obtient $\varepsilon_\gamma = 96{,}5 \pm 0{,}5\%$ lorsque le scintillateur est irradié par des γ du Ra. La perte d'efficacité doit être attribuée à l'effet du bruit de fond du photomultiplicateur qui, bien qu'enregistré seul comme γ, a tendance pendant la durée d'analyse d'un signal γ, à le faire identifier comme neutron.

b) Efficacité neutron: elle a été mesurée avec des neutrons de 14 MeV repérés par coïncidence avec leur particule α associée (C_{tot}). Le circuit d'anticoïncidence soustrait de C_{tot} les neutrons identifiés comme γ. Le rapport $\varepsilon_n = C_n/C_{\text{tot}}$ mesure l'efficacité globale aux neutrons; avec le même seuil de 500 keV, on a obtenu $\varepsilon_n = 92{,}5 \pm 0{,}5\%$. La perte d'efficacité résulte pour la plus grande part de la détection de neutrons par l'intermédiaire de γ de diffusion inélastique sur le carbone du scintillateur ou la matière entourant le détecteur. Les pertes d'efficacité n(respectivement γ) en fonction de l'énergie de la particule ionisante (fig. 4) sont déduites des spectres d'amplitudes enregistrés par l'analyseur multicanal dont la porte était successivement ouverte par C_{tot} (N_{tot}) et C_n (N_γ).

Aucune dégradation des caractéristiques du dispositif n'a été observée jusqu'à des taux de 10^4 imp/sec.

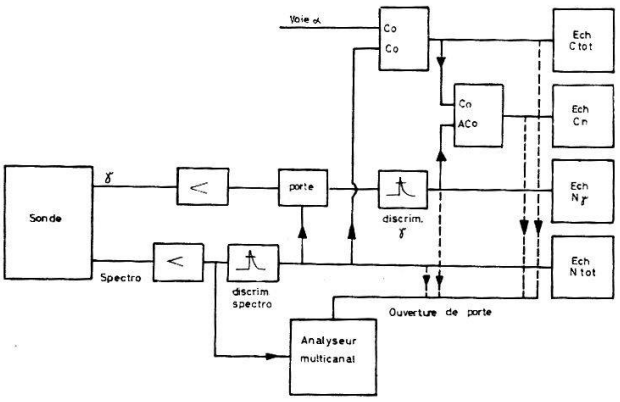


Fig. 3
Mesure des efficacités: diagramme fonctionnel

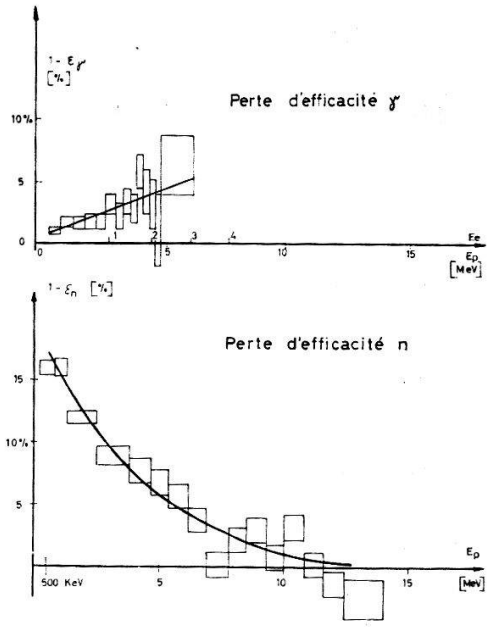


Fig. 4
Pertes d'efficacité

Employé avec notre spectromètre à temps de vol, ce circuit permettra de réduire d'environ deux fois la durée des mesures de sections efficaces différentielles de diffusion inélastique[1]).

Bibliographie

[1]) B. VAUCHER et coll., Helv. phys. Acta *38*, 371 (1965).

Sections efficaces et distributions angulaires des réactions $^{40}Ca(n, \alpha)$ et $^{19}F(n, \alpha)$

par T. KNELLWOLF et J. ROSSEL
(Institut de Physique, Université Neuchâtel)

Les processus (n, α) sur les noyaux ^{40}Ca (doublement magique) et ^{19}F (à couche non saturée) ont été étudiés pour des neutrons monocinétiques d'énergie comprise entre 4 et 6 MeV. Un compteur téléscope placé derrière une cible mince de CaF_2 ou de Ca permet la mesure de la section efficace differentielle entre 0° et 145°. Les deux premiers compteurs proportionnels donnent dE/dx et le compteur solide final l'énergie E, ce qui permet la discrimination entre α et protons produits. Trois groupes nettement séparés de particules α ont été détectés et ont permis la mesure de $\sigma(\vartheta)$ pour les premiers niveaux des noyaux résiduels. Les résultats obtenus seront présentés et discutés.

Une publication détaillée paraîtra prochainement dans H.P.A.

Correlations Angulaires Directionnelles Gamma-Gamma dans les Isotopes ^{88}Sr et ^{116}Sn

par L. Grenacs, R. Hess et F. Gassmann
(Laboratoire de Physique des Hautes Energies, ETH, Zürich)

Une publication détaillée paraîtra dans les H.P.A.

La technique du diffuseur de carbone scintillant et ses applications, à l'étude des réactions ^{12}C (n; n, 3 α) et aux mesures de la polarisation de neutrons

par G.A. Grin, C. Joseph, B. Vaucher, J.-C. Alder, J.-F. Loude et A. Henchoz*)
(Laboratoire de Physique nucléaire de l'Université de Lausanne)

Il est possible de détecter et d'utiliser, par l'intermédiaire d'un photomultiplicateur de gain élevé, les impulsions créées, dans le scintillateur lui-même, par les particules alpha ou les noyaux de recul résultant de l'interaction de neutrons rapides – de 14 MeV, par exemple – avec les noyaux de carbone d'un scintillateur organique. En particulier, dans les processus au cours desquels un neutron est émis, la détection peut être faite en coïncidence avec celle du neutron, sous un angle donné, ce qui conduit aux deux applications mentionnées ici.

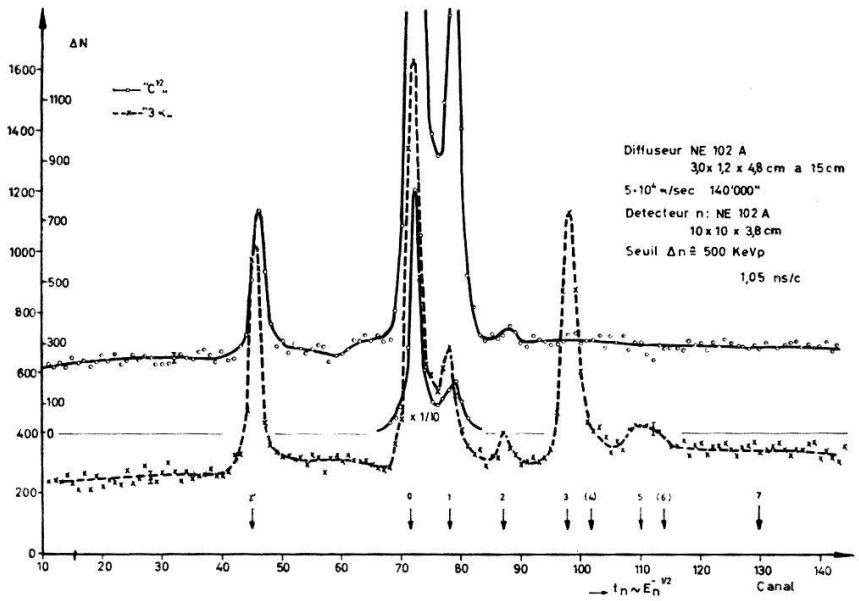


Fig. 1

Spectres de temps de vol simultanés, 30°, 169 cm

1. L'étude expérimentale, par une technique de temps de vol, des réactions ^{12}C (n; n', 3 α) et ^{12}C (n; n, 3 α) à 14,1 MeV[1][2]) a été poursuivie; les mesures viennent

*) Travail effectué dans le cadre d'un programme de recherche financé par le Fonds National suisse de la recherche scientifique.

de prendre fin. La série principale, 13 angles entre 0° et 150°, a été effectuée à l'aide d'un détecteur de neutrons constitué par un scintillateur NE 102 A de $10 \times 10 \times 3{,}8$ cm monté sur un PM 56 AVP. Deux spectres de temps de vol étaient enregistrés simultanément, grâce à un système multiple de coïncidences et anticoïncidences, l'un correspondant aux événements «3 α» (bande spectrométrique médiane), l'autre aux événements «^{12}C» (bande inférieure) dans le diffuseur (voir, à titre d'exemple, la fig. 1). Cette séparation, facilitée par les différences de rendements lumineux, n'est pas parfaite, la résolution en amplitude étant médiocre, par nature; mais elle est tout à fait possible, comme l'attestent les spectres de temps de vol simultanés et l'expliquent les spectres d'amplitude des événements associés coïncidents (fig. 2).

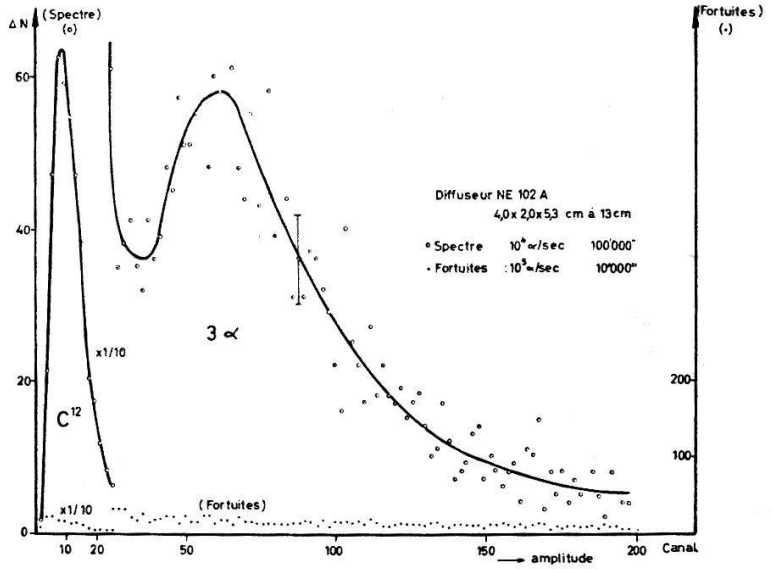


Fig. 2

Spectre d'amplitude des événements associés coïncidents dans le diffuseur, les neutrons étant détectés sous un angle de 90°

Les distributions angulaires des réactions ^{12}C (n; n', 3 α) – diffusion inélastique – pourront être calculées et données avec une assez bonne précision statistique, plus particulièrement pour les niveaux $Q = -7{,}66$, $-9{,}63$ et $-10{,}84$ MeV; l'analyse de la forme du groupe de neutrons, particulièrement bien visible entre 75° et 135°, sur lequel sont superposés les pics correspondant aux diffusions $Q = -9{,}63$ et $-10{,}84$ MeV, devrait fournir des indications sur l'excitation et l'existence, encore douteuse, du niveau large $Q = -10{,}1$ MeV.

2. Certains résultats de l'étude décrite ci-dessus permettent d'envisager une application de la méthode – restreinte à la diffusion élastique – à la mesure de la polarisation de neutrons[2][3]. En fait, cette technique, sans temps de vol toutefois, a été étudiée par STEUER et WENZEL et utilisée par ces auteurs pour quelques mesures de la polarisation de neutrons des réactions $d - D$ et $d - T$[4].

L'expérience a montré qu'il était possible de détecter, avec une efficacité proche de 100%, des noyaux carbone de recul ayant une énergie aussi faible que 0,3 MeV (impulsions correspondant à 3–5 photoélectrons seulement!); en réalité, les mesures

décrites plus haut ont été effectuées avec une efficacité de détection de 100% pour des ^{12}C de 0,6–0,7 MeV, soit pour des alpha de 0,25 MeV, ce qui était suffisant pour la première application.

D'autre part, des renseignements utiles ont été obtenus en ce qui concerne les discriminations qui seraient souhaitables ou nécessaires dans le cas d'une application aux mesures de polarisation, en particulier pour des neutrons de 10–20 MeV: suppression de la diffusion élastique sur l'hydrogène, de la diffusion inélastique sur le premier niveau de $^{12}C^*$) et des réactions ^{12}C (n; n, 3 α). L'introduction d'un temps de vol paraît très bénéfique à cet égard et devrait permettre, de plus, de travailler à des taux plus élevés. Par ailleurs, la sélection spectrométrique sur le diffuseur peut entraîner une réduction de la diffusion multiple.

Comparé à un analyseur d'hélium scintillant, un analyseur de carbone scintillant, combiné avec un système de temps de vol, si nécessaire, présente des avantages certains; malheureusement, le pouvoir d'analyse (ou de polarisation) du carbone est encore mal ou pas connu, dans le domaine d'énergie 10–15 MeV en particulier. Une utilisation intensive de cette possibilité dépend donc, en partie, des données qui seront obtenues à ce sujet; inversément, cette technique pourrait favoriser leur acquisition.

Bibliographie

[1]) G.-A. Grin et al., Helv. phys. Acta *37*, 368 (1965).
[2]) Id. contrib. n° 30 to the EANDC Neutron Conference, Antwerpen, July 1965.
[3]) Id. contrib. P 17-1 to the IUPAP Polarization Conf., Karlsruhe, Sept. 1965.
[4]) M. Steuer and B. Wenzel, Nucl. Instr. Meth. *33*, 131 (1965); Phys. Rev. *137*, B80 (1965); Bull. Amer. phys. Soc. [2] *10*, 261 (1965).